

**ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS DU FILM MINCE D'EAU À  
LA SURFACE DES CRISTAUX DE NEIGE NATURELS EN  
FUSION**

par

Chantal Lapointe

Mémoire présenté au Département de chimie en vue  
de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
FACULTÉ DES SCIENCES, UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Juillet 2021

Le 19 juillet 2021

*le jury a accepté le mémoire de madame Chantal Lapointe  
dans sa version finale.*

Membres du jury

Professeur Patrick Ayotte  
Directeur de recherche  
Département de chimie

Professeur Armand Soldera  
Directeur de recherche  
Département de chimie

Professeur Jean Lessard  
Président-rapporteur  
Département de chimie

*« Quand on veut on peut, quand on peut on doit. »*  
*Napoléon Bonaparte*

## SOMMAIRE

**Mots clés** : Cristal de neige, fusion, film mince, écoulement, direction, vitesse, laminaire.

La présence de la couche atmosphérique de neige fondante dans l'atmosphère vient interférer avec les ondes électromagnétiques émises par les radars. De fait, elle dissimule la présence d'objets dans l'atmosphère, ce qui est problématique pour les prévisions de la météo, le repérage et le guidage aérien.

Jusqu'à maintenant, notre compréhension du processus de la fusion des cristaux de neige naturels demeure toujours incomplète. C'est pourquoi les motivations de nos travaux sont d'ajouter des éléments de compréhension à ce sujet.

Pour ce faire, nous avons utilisé des fichiers de vidéomicroscopie présentant la fusion de cristaux de neige naturels. Après l'observation et l'analyse de ces fichiers, nous avons concentré nos travaux de recherche sur l'étape du film mince d'eau de fonte, plus précisément sur les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige naturels.

L'objectif principal de cette étude est de caractériser ces écoulements par leur direction, leur vitesse, leur évolution dans le temps, leur type d'écoulement à savoir s'ils sont laminaires ou turbulents, ainsi qu'une estimation de leur épaisseur.

La méthodologie utilisée consiste à effectuer un visionnement image par image des fichiers de vidéomicroscopie afin de repérer les écoulements à la surface des cristaux de neige. Par la suite, les mesures de longueur nécessaires à la caractérisation des écoulements sont effectuées à l'écran.

L'observation de ces fichiers révèle que l'étape du film mince correspond à une période de grande instabilité hydrodynamique. En effet, les écoulements du film mince d'eau de fonte changent rapidement de direction pendant la fusion du cristal de neige.

L'hypothèse avancée est que les écoulements du film mince d'eau sont générés par des différences de gradients de pression à l'intérieur de ce film. Les écoulements suivent la direction du gradient de pression le plus élevé vers le plus faible, ce qui a été prouvé par l'observation des écoulements du film mince à la surface des amas d'aiguilles givrées et par le calcul du gradient de pression à leurs extrémités.

Nous avons également remarqué, pour une longueur d'écoulement scindée en deux segments, que la vitesse d'écoulement du film mince est plus élevée dans le segment où débute l'écoulement que dans le segment qui le termine. Ceci est attribuable à la viscosité qui entraîne une chute de pression proportionnelle à la longueur de l'écoulement.

Par ailleurs, nous avons étudié les vitesses d'écoulement du film mince sur un même segment de la surface des cristaux de neige à différents temps de la fusion. Pour des écoulements dans une même direction ou de directions différentes, les résultats montrent que la vitesse d'écoulement augmente avec le nombre de passages du film mince sur ce segment. On peut interpréter ces résultats par l'augmentation de l'épaisseur de l'eau de fonte à la surface des cristaux de neige au cours de la fusion qui produit une vitesse d'écoulement plus élevée.

Une analyse graphique montre que les vitesses d'écoulement suivent une relation du second degré pour les cristaux stellaires et les amas d'aiguilles givrées. Par contre, pour les cristaux dont les extrémités se terminent par des plateaux, comme les balles à plateaux et les colonnes à plateaux, les vitesses d'écoulement demeurent faibles et constantes au cours de la fusion. Ceci s'explique par la diminution constante des rayons de courbure des extrémités générant ainsi de faibles différences de gradient de pression entre les extrémités. La valeur moyenne de la vitesse médiane pour tous les types de cristaux de neige est de 1,1 mm/s.

À partir des données expérimentales, nous avons obtenu un nombre de Reynolds de 0,06. Les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige sont donc laminaires.

Il a été possible d'estimer l'épaisseur des écoulements du film mince selon deux approches. L'une d'entre elles, basée sur la dérivée de la loi de la viscosité de Newton, nous donne une

valeur moyenne d'environ 5  $\mu\text{m}$ . L'autre, s'appuyant sur l'équation de Navier-Stokes réécrite sous la forme d'une loi d'échelle, nous donne une épaisseur d'environ 2  $\mu\text{m}$ .

Pour conclure, nous avons ajouté des éléments de compréhension au processus de la fusion des cristaux de neige naturels par la caractérisation des écoulements du film mince selon leur direction, leur comportement, leur vitesse et leur évolution dans le temps. L'hypothèse principale pour expliquer l'origine des écoulements du film mince est fondée sur les différences de gradient de pression.

## **REMERCIEMENTS**

Je remercie mon directeur de mémoire, le professeur Patrick Ayotte, et le professeur Armand Soldera, pour la prise en charge de la fin de ma maîtrise afin de me permettre de la compléter. Je remercie le professeur Serge Lacelle pour le sujet de recherche, l'accès à sa banque de fichiers de vidéomicroscopie et les précieux conseils.

Je remercie également Monsieur Normand Voyer, professeur titulaire à l'Université Laval, et Madame Carole Soulard, directrice du centre Le Tremplin de Laval pour leur lettre de recommandation.

Je remercie très sincèrement mon mari, François, mes enfants, Caroline, Marie-France, Marc-André et Guillaume, ma famille et mes collègues de travail pour leur soutien moral et technique durant mes études.

## TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE .....	iii
REMERCIEMENTS .....	vi
TABLE DES MATIÈRES .....	vii
LISTE DES TABLEAUX.....	ix
LISTE DES FIGURES .....	x
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1. FUSION D’UN CRISTAL DE NEIGE ET NOTIONS	
D’HYDRODYNAMIQUE.....	5
1.1. Couche atmosphérique de neige fondante.....	5
1.2. Description thermodynamique de la fusion .....	6
1.3. Revue de littérature .....	8
1.4. Notions de base .....	13
1.4.1. Les états de la matière .....	14
1.4.2. Propriétés physiques des fluides .....	15
1.4.2.1. Masse volumique .....	15
1.4.2.2. Tension superficielle.....	15
1.4.2.3. Viscosité.....	16
1.5. Hydrodynamique.....	19
1.5.1. Forces agissant sur le mouvement des fluides .....	19
1.5.1.1. Gravité .....	19
1.5.1.2. Pression.....	19
1.5.1.2.1. Rayon de courbure .....	19
1.5.1.2.2. Théorème de Laplace .....	22
1.6. Écoulements .....	23
1.6.1. Types d’écoulements.....	24
1.6.2. Nombre de Reynolds.....	24
1.7. Équations de Navier-Stokes .....	25
CHAPITRE 2. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE .....	27
2.1. Collecte de cristaux de neige.....	27



2.2. Montage expérimental .....	27
2.3. Expériences de la fusion des cristaux de neige naturels.....	27
2.4. Acquisition des données.....	28
2.5. Analyse des fichiers de vidéomicroscopie .....	28
2.6. Méthode de mesure des vitesses d'écoulement du film mince .....	29
CHAPITRE 3. OBSERVATIONS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	30
3.1. Types de cristaux de neige étudiés.....	30
3.2. Écoulements du film mince.....	31
3.3. Direction de l'écoulement .....	36
3.3.1. Détermination des rayons de courbure des extrémités d'un amas d'aiguilles .....	36
3.3.2. Relation entre les rayons de courbure et le gradient de pression .....	38
3.3.3. Relation entre la pression et la vitesse d'écoulement.....	40
3.3.4. Cas particuliers de fin de fusion à plusieurs gouttes .....	41
3.4. Mesure de vitesses d'écoulement.....	42
3.4.1. Écoulement du film mince sur deux branches .....	42
3.4.2. Vitesses d'écoulement sur un segment .....	45
3.4.2.1. Écoulements dans la même direction.....	45
3.4.2.2. Écoulements en directions opposées.....	48
3.4.3. Relation entre les vitesses d'écoulement et le temps .....	50
3.4.4. Distribution des vitesses d'écoulement selon le type de cristal de neige.....	54
3.5. Nombre de Reynolds .....	55
3.5.1. Détermination du type d'écoulement .....	55
3.5.2. Estimation de l'épaisseur de l'écoulement du film mince .....	57
3.6. Relation entre les transformations physiques et la diminution de la taille des cristaux de neige lors de la fusion.....	58
CHAPITRE 4. DISCUSSION .....	63
CONCLUSION.....	67
ANNEXE .....	68
BIBLIOGRAPHIE.....	71

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Tension superficielle de l'eau à différentes températures.....	16
Tableau 2. Viscosité de l'eau à différentes températures. ....	18
Tableau 3. Direction de l'écoulement du film mince selon le gradient de pression pour des amas d'aiguilles givrées. ....	38
Tableau 4. Comportement de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface de deux branches de cristaux stellaires.....	43
Tableau 5. Vitesses d'écoulement du film mince lors de deux passages unidirectionnels sur un segment d'un cristal de neige.....	46
Tableau 6. Vitesses d'écoulement du film mince lors de passages multiples en directions opposées sur un même segment d'un cristal de neige. ....	49
Tableau 7. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire bizz.....	160
Tableau 8. Valeurs pour le calcul du nombre de Reynolds. ....	56
Tableau 9. Estimation de l'épaisseur du film mince d'eau selon deux approches. ....	57

## LISTE DES FIGURES

Figure 1. Cristal de neige, capture d'écran de la vidéo 232 P1f à 28 secondes.....	1
Figure 2. Agrégat de cristaux de neige, capture d'écran de la vidéo 100 à 1000 flocons (pic) 32m20s à 25 secondes.....	1
Figure 3. Photomicrographie d'un cristal de neige prise par Wilson A. Bentley. ....	2
Figure 4. Nomenclature de Libbrecht. ....	3
Figure 5. Couche atmosphérique de neige fondante. ....	5
Figure 6. Graphique de la température en fonction du temps lors de la fusion d'un cristal de neige.....	7
Figure 7. États de la matière. ....	14
Figure 8. Forces intermoléculaires dans l'eau. ....	16
Figure 9. Profil de vitesse dans l'écoulement d'un fluide. ....	17
Figure 10. Relation entre un gradient de pression et le rayon de courbure. ....	20
Figure 11. Rayon de courbure d'un arc. ....	21
Figure 12. a) Courbure d'une surface. b) Plan des courbures principales de la surface. ....	22
Figure 13. a) Écoulement dans une conduite. b) Écoulement en surface libre. ....	23
Figure 14. a) Écoulement laminaire. b) Écoulement turbulent. ....	24
Figure 15. Cible de résolution NBS 1963A. ....	28
Figure 16. Agrandissement d'une section de la cible de résolution. ....	29
Figure 17. Types de cristaux de neige étudiés. ....	30
Figure 18. Identification horaire des branches de cristaux stellaires. ....	31
Figure 19. Écoulement du film mince d'eau à la surface de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e. ....	32
Figure 20. Écoulement du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 16 secondes. .....	33
Figure 21. Écoulement du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 19 secondes. .....	33
Figure 22. Écoulements du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 21 secondes. .....	34
Figure 23. Détermination des rayons de courbure pour une demi-sphère. ....	36

Figure 24. Détermination du rayon de courbure pour l'extrémité d'un amas d'aiguilles.....	37
Figure 25. Relation entre la différence de gradient de pression et la vitesse d'écoulement du film mince pour des amas d'aiguilles givrées. ....	40
Figure 26. Formation de trois gouttes d'eau à la fin de la fusion de la dendrite stellaire 220 P2a. ....	41
Figure 27. Formation de six gouttes d'eau à la fin de la fusion de la dendrite stellaire 175 P2c. ....	42
Figure 28. Écoulement du film mince sur deux branches de la dendrite stellaire #32. ....	42
Figure 29. Effet de la viscosité sur la vitesse d'écoulement du film mince.....	44
Figure 30. Écoulements unidirectionnels du film mince sur un segment de la dendrite stellaire 239 P1e.....	45
Figure 31. Fusion des balles à plateaux givrées #2 a) à 17,1 secondes et b) à 23,4 secondes. ....	47
Figure 32. Plateau stellaire #11.....	48
Figure 33. Écoulements du film mince sur un segment de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e en directions opposées. ....	49
Figure 34. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire 160 bizz. ....	51
Figure 35. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e.....	52
Figure 36. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion du plateau stellaire 114.....	52
Figure 37. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion du plateau stellaire givré 120. ....	53
Figure 38. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la colonne à plateaux #67. ....	53
Figure 39. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion des balles à plateaux givrées #2.....	54
Figure 40. Distribution de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface des différents types de cristaux de neige.....	55
Figure 41. Transformations physiques et taille de la colonne à plateaux givrée #1 lors de sa fusion.....	59
Figure 42. Transformations physiques et taille de la dendrite stellaire semblable à une fougère #28 lors de sa fusion. ....	60
Figure 43. Transformations physiques et taille de la dendrite stellaire #39 lors de sa fusion. ....	61

Figure 44. Transformations physiques et taille de l'amas d'aiguilles givrées #147 R1a lors de sa fusion.....	62
--	----

## INTRODUCTION

De tous les temps, les flocons de neige émerveillent les gens. Ce qui les rend si attrayants c'est leur étonnante symétrie hexagonale et leurs diverses morphologies. Un flocon de neige naturel se compose d'un cristal de neige (Figure 1) ou d'un agrégat de cristaux de neige (Figure 2) (1).



Figure 1. Cristal de neige, capture d'écran de la vidéo 232 P1f à 28 secondes.

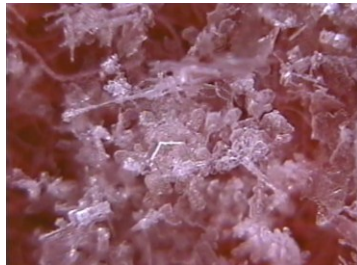


Figure 2. Agrégat de cristaux de neige, capture d'écran de la vidéo 100 à 1000 flocons (pic) 32m20s à 25 secondes.

Vers la fin du 19<sup>e</sup> siècle, l'Américain Wilson Bentley (1865-1931) (2-5), originaire de la ville de Jericho au Vermont, est fasciné par la morphologie des cristaux de neige. Entre 1880 et 1885, il met au point un montage composé d'un appareil photo et d'un objectif de microscope et il réalise sa première photomicrographie le 15 janvier 1885. Il devient ainsi le premier photographe connu de cristaux de neige naturels et la figure 3 représente l'une de ses photomicrographies. Il en produit plus de 5 000 au cours de son existence à Jericho. En observant toutes ses images,

Bentley constate qu'il n'existe pas deux cristaux de neige identiques et conclut que chaque cristal de neige est unique.



Figure 3. Photomicrographie d'un cristal de neige prise par Wilson A. Bentley. JERICHO HISTORICAL SOCIETY, <https://snowflakebentley.com/images> [consulté le 7 septembre 2020] (2020).

Par la suite, dans les années 1930, le physicien japonais Ukichiro Nakaya est le premier scientifique à étudier les cristaux de neige naturels et artificiels en laboratoire (1). En 1936, après avoir observé plus de 700 spécimens de cristaux de neige collectés à Hokkaido au Japon, il établit les bases d'une première nomenclature en raison de la grande diversité de cristaux de neige (6). En 1954, sa classification devient plus élaborée et générale; elle comprend 41 types de cristaux de neige regroupés en sept catégories (7). Douze ans plus tard, Magono et Lee, deux météorologues, modifient et complètent la classification de Nakaya, la trouvant trop simple pour les cristaux de formes asymétriques ou irrégulières (8) et la nomenclature passe alors à 80 types de cristaux de neige. En 2006, Libbrecht (1) modernise la classification de Nakaya pour la réduire à 35 types (Figure 4). Cette classification, simplifiée pour le grand public, décrit la majorité des cristaux de neige naturels. Libbrecht mentionne qu'il n'existe pas de méthode exacte pour classer les cristaux de neige et qu'il y a place à interprétation. Finalement en 2013, Kikuchi développe une nomenclature globale contenant 121 types de cristaux distincts (9). Cette classification ne se limite pas seulement aux types de cristaux de neige naturels observés au Japon, mais inclut également ceux observés dans les régions polaires. Dans l'écriture de ce mémoire, nous emploierons la nomenclature de Libbrecht pour sa simplicité et son accessibilité lors de l'identification des différents types de cristaux de neige observés et analysés au cours de cette recherche.



Figure 4. Nomenclature de Libbrecht (1).

Précédemment, nous avons vu que des chercheurs se sont intéressés à la morphologie des cristaux de neige et à leur classement. Mais qu'en est-il de leur fusion? Pourquoi sommes-nous intéressés par ce phénomène?

Dans le prochain chapitre, *Fusion d'un cristal de neige et notions d'hydrodynamique*, nous présenterons la raison de notre intérêt concernant la fusion des cristaux de neige ainsi qu'une brève description thermodynamique de la fusion des cristaux de neige. Nous ferons une revue de littérature suivie de l'objectif de recherche de ce mémoire. Des notions de base relatives à l'hydrodynamique seront élaborées pour accompagner l'interprétation des résultats



expérimentaux. Par la suite, la *Méthode expérimentale* sera décrite dans le chapitre 2 et comprendra la technique de collecte des cristaux de neige, l'appareillage ayant servi à la production de fichiers de vidéomicroscopie, les différents logiciels utilisés et la méthode d'analyse de ces fichiers. Le chapitre 3, *Observations et résultats expérimentaux*, présentera les différents types de cristaux de neige étudiés au cours de cette recherche, une étude de caractérisation reliée à l'hydrodynamique du film mince lors de la fusion des cristaux de neige et l'interprétation des résultats obtenus. Dans le chapitre 4, *Discussion*, un résumé fera un tour d'horizon des explications des différents phénomènes observés lors des écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige. Enfin, la *Conclusion* fera un retour sur l'ensemble de cette recherche et présentera des perspectives d'avenir à propos de l'étude de la fusion des cristaux de neige. Finalement, les références utilisées dans ce mémoire seront listées dans le chapitre *Bibliographie*.

# CHAPITRE 1. FUSION D'UN CRISTAL DE NEIGE ET NOTIONS D'HYDRODYNAMIQUE

## 1.1. Couche atmosphérique de neige fondante

L'intérêt général pour la fusion des cristaux de neige naturels est relié à la présence d'une couche atmosphérique de neige fondante dans l'atmosphère représentée par la bande orange dans la figure 5 (10,11).

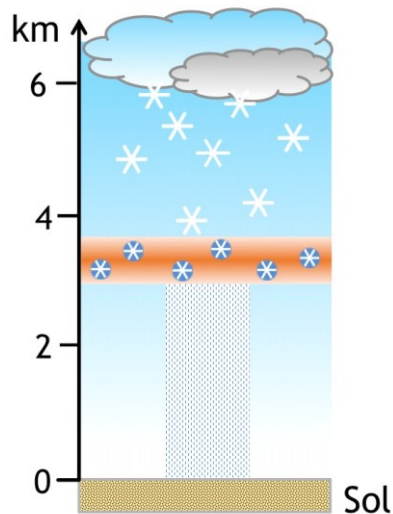


Figure 5. Couche atmosphérique de neige fondante.

Elle est située dans la troposphère à une altitude variant de 1 à 5 km et dont l'épaisseur est comprise entre 250 et 1 000 m (12-15). Au dessus de cette couche atmosphérique de neige fondante, la température est sous le point de congélation et la neige formée de cristaux de neige individuels et d'agrégats de cristaux de neige y est présente. Selon la littérature (10), la formation des agrégats de cristaux de neige peut s'effectuer au-dessus comme à l'intérieur de la couche atmosphérique de neige fondante dans des conditions d'humidité saturée. À l'intérieur de cette couche, la température est supérieure à 0 °C et l'on y retrouve de la neige fondante, c'est-à-dire que les cristaux de neige individuels ou les agrégats de cristaux de neige sont couverts d'eau de

fonte. Sous la couche atmosphérique de neige fondante, deux phénomènes météorologiques peuvent se produire. À une température supérieure à 0 °C, la neige fondante tombe sous forme de précipitations liquides. Dans le cas contraire, de la grêle tombe du ciel.

La présence de la couche atmosphérique de neige fondante est problématique en raison des effets qu'elle produit sur les radars. Lorsque les radars émettent des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère, il se produit de la réflexion sur tout objet qui s'y trouve. Au-dessus de la couche atmosphérique de neige fondante, la réflexion sur la neige est faible en raison de la faible constante diélectrique de celle-ci, soit environ 3,155 entre -2,5 et -15 °C (16). La constante diélectrique est un paramètre complexe qui contrôle la proportion d'énergie réfléchi. L'augmentation de la constante diélectrique accroît la proportion d'ondes électromagnétiques réfléchies (17). Lorsque la neige atteint la couche atmosphérique de neige fondante, elle commence à fondre et se couvre d'eau pour former une grande surface très réfléchissante. Cette grande réflectivité des cristaux de neige recouverts d'eau de fonte est attribuable à la constante diélectrique de l'eau qui est beaucoup plus élevée, environ 88,28 à 0 °C, que celle de la glace (18). Cette réflexion crée une bande brillante sur les écrans radars qui dissimule la présence d'objets pouvant se trouver à cet endroit dans l'atmosphère. La bande brillante nuit aux prévisions météorologiques, à la modélisation du climat et produit des interférences sur les signaux radio employés par les radars pour le repérage et le guidage aérien.

Lorsque la neige poursuit sa fusion à l'intérieur de la couche atmosphérique de neige fondante, elle diminue l'aire de sa surface tout en conservant sa masse. La vitesse de chute de la neige en fusion augmente, diminuant ainsi la concentration des particules mouillées qui deviennent des gouttes d'eau de taille bien inférieure à celle de la neige d'où elles proviennent. La taille et le nombre de gouttes de pluie par unité de volume diminuent entraînant ainsi une réflectivité beaucoup plus faible des ondes électromagnétiques à leur surface. Dans le cas de la grêle, la réflexion est très faible au même titre que la neige.

## **1.2. Description thermodynamique de la fusion**

Au point de vue de la thermodynamique (19), la fusion des cristaux de neige est un processus représentant le passage de l'état solide à l'état liquide. Avant la fusion, le cristal de neige

représente l'état solide qui correspond à un système hors équilibre, car il possède une énergie de surface élevée par sa structure étendue. De fait, à une température inférieure à zéro degré celsius, il est dans un état métastable, c'est-à-dire qu'il semble être à l'équilibre, mais la cinétique, la vitesse de transformation, est très lente et l'empêche d'atteindre un état d'équilibre stable qui correspond à la forme d'un prisme hexagonal. L'état liquide représenté par la goutte d'eau à la fin de la fusion est dans un état stable. En procédant à la solidification de la goutte d'eau, nous obtenons une goutte d'eau gelée qui ne correspond pas à la morphologie initiale du cristal de neige, car il y a eu une perte d'information de la structure du cristal de neige au cours de la fusion. Ce qui indique bien qu'un cristal de neige est dans un état métastable qui correspond à un système hors équilibre. La fusion des cristaux de neige est un processus irréversible pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il existe une différence de température entre le cristal et l'air ambiant qui est beaucoup plus grande que zéro. Ensuite, même si nous étions à la température de fusion, au point de vue microscopique, le potentiel chimique des cristaux de neige est plus élevé que celui de la glace formée dans des conditions d'équilibre. Ainsi, lorsque le cristal de neige fond, les molécules d'eau se déplacent et le cristal perd sa structure initiale métastable. De telle façon que si l'on procède à la solidification de l'eau de fonte, celle-ci va adopter une structure cristalline plus stable qui sera différente de celle du cristal de neige initial au niveau microscopique et macroscopique.

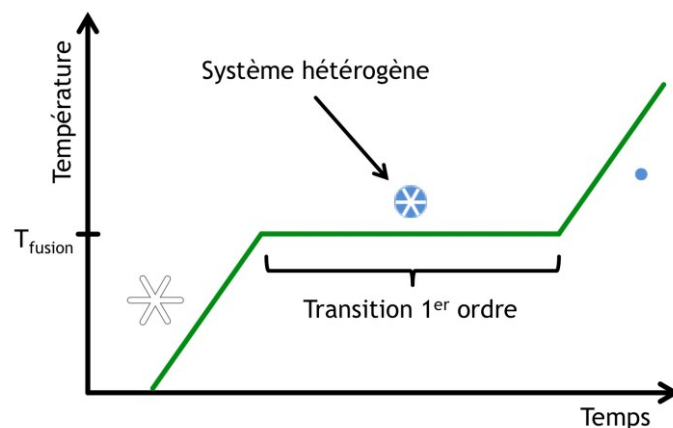


Figure 6. Graphique de la température en fonction du temps lors de la fusion d'un cristal de neige.

Le processus de la fusion peut être illustré par un graphique de la température en fonction du temps présenté dans la figure 6. Sous la température de fusion, le cristal de neige est présent avec une couche semi-liquide distribuée de façon non-homogène à sa surface (20-25). À la température de fusion, nous avons une transition du premier ordre représentée par la coexistence du cristal de neige et de l'eau de fonte qui forme un système hétérogène composé d'une phase solide et d'une phase liquide dont la structure et le volume molaire diffèrent. Pendant cette transition, il existe une chaleur latente représentée par le segment horizontal de la courbe qui indique que la température demeure constante tant que le cristal de neige et l'eau de fonte sont présents simultanément. À ce moment, la règle de phase de Gibbs peut se calculer à l'aide de :

$$f = c - p + 2 \quad [1.1]$$

où  $f$  représente la variance, le nombre de degrés de liberté, ou le nombre de variables intensives indépendantes d'un système.  $c$  représente la composition chimique du système,  $p$  le nombre de phases et 2, les deux variables fixées, dont l'une doit être extensive pour fixer la taille du système. Pour la fusion de la glace à l'équilibre,  $c$  est égale à 1 pour l'eau,  $p$  vaut 2, pour la phase solide et la phase liquide et les 2 variables fixées sont par exemple la quantité de matière,  $10^{18}$  molécules d'eau, et la température 0 °C. On obtient une variance de 1 qui correspond à la pression, variable intensive indépendante du système, qui est automatiquement fixée dans ces conditions. Lorsque la fusion du cristal de neige est terminée, la température augmente pour atteindre la température de l'air ambiant indiquant la présence seule de la phase d'eau liquide.

### 1.3. Revue de littérature

Les études reliées à la couche atmosphérique de neige fondante ont permis de produire onze publications expliquant le processus de fusion d'agrégats et de cristaux de neige (26-35).

Bien que peu de recherches aient été effectuées à propos de la fusion d'un seul cristal de neige, ceci constitue néanmoins un attrait intéressant pour découvrir les mécanismes et les propriétés de ce processus du point de vue de la matière condensée. Afin de saisir l'évolution des connaissances en matière de fusion d'agrégats et de cristaux de neige, nous résumons les observations et conclusions de chacun de ces articles.

Un des premiers scientifiques à s'intéresser à la fonte des agrégats et des cristaux de neige est Charles A. Knight (26). Il a étudié les différentes morphologies des cristaux et des agrégats de neige lors de leur fusion dans l'hexane maintenu à une température entre -10 et -15 °C. Knight décrit la fusion d'une colonne simple en cinq étapes. Tout d'abord, la surface de la colonne fond de façon uniforme. Ensuite, au cours de la fusion, le film d'eau s'épaissit pour former une bulle d'eau près du centre de la colonne. Puis, lorsque le processus de la fusion est avancé, l'eau forme une goutte qui est transpercée par la colonne. À la quatrième étape, les extrémités, recouvertes d'un mince film d'eau, fondent plus rapidement que la partie enfermée dans la goutte d'eau et l'eau de fonte s'écoule vers la goutte. La dernière étape correspond à la formation d'une goutte d'eau presque sphérique qui enrobe le cristal de neige. En ce qui concerne la fusion de cristaux planaires, la phase liquide prend la forme grossière d'une lentille biconvexe dont le périmètre est délimité par la forme du cristal de neige. L'eau de fonte ne se contracte pas pour former une goutte au centre du cristal planaire comme c'est le cas pour la fusion de la colonne. Pour ce qui est de la fusion des agrégats de neige, l'eau de fonte remplit les coins intérieurs formés par les différents cristaux de neige de l'agrégat. Les points de contact des cristaux se recouvrent d'eau adoptant ainsi une forme arrondie. Selon Knight, la combinaison de la tension de surface du liquide et de la vitesse de fusion peut causer la brisure des protubérances pendant la fusion des dendrites et des agrégats afin qu'ils adoptent une forme plus compacte. Ce faisant, l'énergie totale de surface des dendrites et des agrégats est minimisée afin d'atteindre un état d'équilibre.

Takayo Matsuo et Yoshio Sasyo (27) étudient la fonte des agrégats de cristaux de neige naturels en simulant les conditions présentes dans la couche atmosphérique de neige fondante. Les agrégats sont déposés sur un filet de nylon qui est placé dans une soufflerie verticale dont la vitesse de l'air est de 100 cm/s et à une température de 5,5 °C. Les différentes formes d'agrégats de cristaux de neige sont photographiées lors de leur fusion à intervalles de 10 secondes pendant 1 à 2 minutes. Pendant la fusion, Matsuo et Sasyo observent que l'eau de fonte formée à la surface de l'agrégat pénètre à l'intérieur de la structure en raison de la rugosité et des aspérités de la surface présentes pendant la majeure partie du processus de fusion. Les deux chercheurs mentionnent qu'il s'agit probablement d'une action capillaire. Vers la fin de la fusion, le squelette de glace s'effondre dans une goutte d'eau, sous l'effet de la tension de surface de l'eau.

Fukuta et al. (28) mettent au point une soufflerie verticale portable pour étudier la fusion des cristaux et des agrégats de neige naturels en chute libre sous le contrôle d'un flux d'air. Les cristaux et les agrégats de neige récoltés sont maintenus en suspension dans le flux d'air pendant la période de fusion et photographiés à intervalles réguliers. Selon Fukuta, il est possible que la fusion débute à l'intérieur de la structure du cristal de neige en partant des extrémités et qu'elle soit causée par le flux d'air traversant la structure du cristal de neige. Au cours de la fusion, l'eau de fonte tend à minimiser l'aire de sa surface pour adopter une forme de plus en plus sphérique en passant par la forme d'un oblat pour les cristaux plats ou d'un prolata pour les cristaux de forme prismatique.

Yasushi Fujiyoshi (29) étudie la fusion des agrégats de neige de la même façon que Charles A. Knight en employant de l'huile de silicone à -10 °C au lieu de l'hexane lors de la collecte des agrégats de neige. Il photographie des échantillons contenant des agrégats de neige à différents stades de fusion. Par la suite, il classe les photographies selon le degré de fonte des agrégats en cinq étapes pour reconstituer le processus de fusion. Tout d'abord, il observe que les parties minces des agrégats fondent plus rapidement que les parties épaisses, suivi par la fonte d'une grande portion des surfaces ébréchées. Puis, les surfaces de l'agrégat deviennent plus lisses et des trous se forment aux endroits où la structure de l'agrégat est mince. La quatrième étape est caractérisée par des surfaces lisses de l'agrégat et l'absence de trou. La dernière étape indique qu'un agrégat de neige prend une forme ronde et plate ressemblant à une lentille convexe plutôt que sphérique comme le mentionne Knight (26). À ce stade de la fusion, tous les agrégats de neige possèdent cette forme, peu importe le type de cristaux qui les compose. Il conclut que l'ensemble des agrégats récoltés à différents stades de la fusion représente les étapes de fusion rencontrées par ces agrégats pendant leur chute dans la couche atmosphérique de neige fondante.

Poursuivant le même but que ses prédécesseurs, S.K. Mitra (30) utilise une soufflerie verticale pour étudier la fusion des agrégats de neige formés de cristaux de neige dendritiques naturels et obtenus en laboratoire. Il résume la fusion en quatre étapes. La majorité de ses observations se retrouvent dans la plupart des publications présentées ci-dessus. Il précise cependant la dimension des gouttelettes d'eau formées à l'extrémité des branches des agrégats de neige qu'il estime à 10 µm de diamètre. Pour expliquer l'écoulement de l'eau de fonte de l'extrémité des

branches vers le centre de l'agrégat, il suggère la présence de forces capillaires et d'une tension de surface pour minimiser l'énergie totale de surface comme le mentionne Knight (26). En conclusion, Mitra mentionne que les résultats obtenus s'appliquent uniquement à des agrégats constitués de cristaux de neige dendritiques. Comme le mentionnait Fukuta (28), la forme d'un cristal de neige influence le processus de fusion et il pense que la fusion des autres types de cristaux de neige est différente de celle des dendrites.

Riza G. Oraltay et John Hallett (31,32) ont publié deux articles concernant la fusion des cristaux de neige individuels artificiels. Pour ce faire, ils utilisent une chambre à diffusion thermique pour faire croître des cristaux de neige comme des dendrites, des colonnes et des plateaux. Ils observent, à l'aide d'une caméra vidéo, les différentes morphologies des cristaux de neige lorsqu'ils fondent. Ils notent la formation d'un film d'eau de plus de 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur qui se transforme en gouttes d'eau espacées presque périodiquement le long des aiguilles, des colonnes et des branches de dendrites par l'action de forces capillaires. Ensuite, un processus de coalescence permet la croissance d'une goutte par l'absorption de petites gouttes ou d'une mince couche d'eau à la surface des cristaux de glace.

Deux mémoires produits par des membres de l'équipe du Pr Serge Lacelle ont abordé certains aspects de chimie physique et de mathématiques concernant la fusion d'un seul cristal de neige naturel au niveau macroscopique sondé par vidéomicroscopie (33,34). Ces travaux ont été réalisés en laboratoire en conditions de température et pression ambiantes, sans l'utilisation d'une soufflerie.

Le premier mémoire, produit par Gauthier (33), décrit le processus de la fusion d'un cristal de neige en huit étapes :

- Étape 1 : Le début de la fusion est marqué par un déplacement de faible amplitude ou rapide du cristal de neige sur le substrat où il a été recueilli.
- Étape 2 : Plusieurs petits scintillements éparpillés à la surface du cristal de neige apparaissent. De petites surfaces d'eau isolées se forment et coalescent en un seul mince film d'eau de fonte qui se fixe aux extrémités du cristal. Les aspérités du cristal sont lissées par l'eau de fonte.



- Étape 3 : Le film mince enveloppe le cristal de neige en le rendant de plus en plus lisse causant ainsi sa transparence sous l'objectif de la caméra.
- Étape 4 : Les extrémités du cristal fondent et graduellement une goutte d'eau naît au centre géométrique du cristal.
- Étape 5 : La goutte d'eau croît au centre en raison de l'apport d'eau venant des extrémités.
- Étape 6 : La goutte d'eau s'étend sur la surface du squelette et l'enveloppe pour prendre une forme de plus en plus sphérique. C'est le moment où le squelette du cristal de neige se détache des parois de la goutte d'eau.
- Étape 7 : Le squelette termine sa fusion en tournoyant dans la goutte d'eau.
- Étape 8 : La goutte d'eau s'immobilise sur le substrat.

Il note les particularités suivantes pour les différents types de cristaux de neige qu'il a observés. La taille, la forme et l'épaisseur des cristaux de neige influencent le temps de fusion de chaque étape. Il avance également l'hypothèse que les écoulements à la surface des cristaux de neige ressemblent aux écoulements de Poiseuille qui sont de type laminaire. Dans le cas des colonnes et des amas d'aiguilles, la goutte d'eau formée se situe à n'importe quel endroit sur le cristal de neige. Les phénomènes physicochimiques les plus importants associés à la fusion sont : le changement de phase, le mouillage, les écoulements, l'augmentation de la transparence et la mobilité du cristal qui sont régis par la rigidité et la tension superficielle.

Dans ses travaux de recherche qui font suite à ceux de Gauthier, David (34) décrit la fusion d'un cristal de neige en cinq étapes en ajoutant la présence d'écoulements lents à la surface suivant la formation du film mince d'eau de fonte. Ces écoulements, qui se dirigent vers le centre du cristal de neige, sont causés par des différences de pression capillaire. Pour chacune des étapes de la fusion, il élabore des modèles mathématiques à partir de principes physiques expliquant l'évolution du cristal de neige.

La majorité des travaux de recherche sur la fusion d'agrégats ou de cristaux de neige a été réalisée entre 1979 et 2011. En 2018, les scientifiques Jussi Leinonen et Annakaisa von Lerber (35) développent le premier modèle numérique en trois dimensions simulant la fusion des

agrégats de neige isolés afin de mieux comprendre la microphysique de la couche atmosphérique de neige en cours de fonte. En effet, la compréhension des processus qui se produisent pendant la transition du cristal de neige à l'eau liquide est jusqu'à maintenant incomplète. La conception du modèle numérique se base, entre autres, sur les travaux des chercheurs (26-32) résumés dans les paragraphes précédents. Ce modèle numérique permet l'étude de l'interaction entre des agrégats de neige fondant dans l'atmosphère et les signaux radars et de télécommunication. C'est un modèle numérique pour les besoins d'observations qualitatives.

Grâce au modèle numérique tridimensionnel développé par la scientifique Jussi Leinonen (35), la NASA (36) a produit la toute première vidéo qui présente la simulation de la fusion des agrégats de neige dans l'atmosphère. L'agrégat de neige modélisé dans la vidéo est composé de plusieurs cristaux de glace individuels entremêlés après leur collision pendant leur chute et mesure moins d'un centimètre de long. On y retrouve également les principales étapes de la fusion des agrégats de neige naturels.

Ainsi, jusqu'à maintenant, notre compréhension du processus de la fusion des cristaux de neige naturels demeure toujours incomplète (35). C'est pourquoi les motivations de nos travaux consistent à ajouter des éléments de compréhension à ce sujet. Nous avons vu précédemment que selon Gauthier (33), le processus de la fusion des cristaux de neige individuels naturels comprend huit étapes. Parmi celles-ci, l'une d'entre elles attire notre attention : c'est l'étape 3, celle du film mince d'eau de fonte. Selon les travaux de David (34), après la formation du film mince, il se produit des écoulements lents qui se dirigent vers le centre des cristaux de neige. Notre objectif de recherche est de caractériser les écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige naturels en fusion. Pour ce faire, nous présentons dans la prochaine section toutes les notions de base théoriques reliées à l'hydrodynamique d'un fluide qui serviront d'éléments de discussion dans le chapitre 4.

#### **1.4. Notions de base**

Avant d'introduire les notions relatives à l'hydrodynamique, nous amorçons cette section par des notions de base utiles en guise de rappel.

### 1.4.1. Les états de la matière

Les états de la matière illustrés à la figure 7 se distinguent entre eux principalement par l'énergie des forces de liaison entre les molécules. Selon Dhar (37), il existe principalement deux états de la matière : l'état solide et l'état fluide. Un solide se caractérise par une forme et un volume déterminé. Les molécules d'un solide cristallin sont rapprochées et ordonnées de façon périodique (38). Elles possèdent seulement des mouvements de vibration et ne peuvent pas se déplacer librement (39). Un fluide se définit comme un corps sans forme propre qui épouse celle

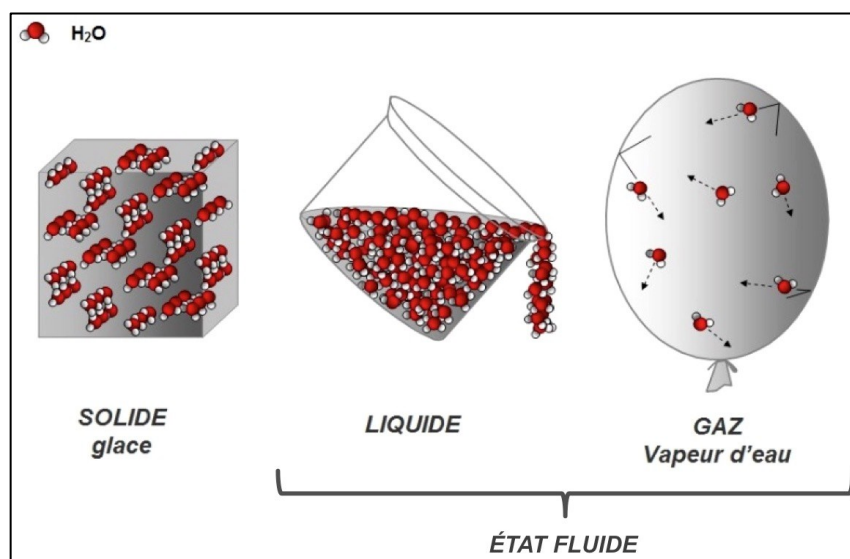


Figure 7. États de la matière. M. BESSEDIK, <https://ft.univ-tlemcen.dz/assets/uploads/2018-2019/Cours%20en%20ligne/MDF%20L2.pdf> [consulté le 16 avril 2021] (2019).

de son contenant et qui peut s'écouler. L'état fluide regroupe les liquides et les gaz. Un liquide est un fluide condensé dont les particules possèdent de fortes interactions entre elles. Il possède une forme non déterminée et un volume déterminé. Les molécules d'un liquide sont faiblement liées et désordonnées. Elles peuvent se déplacer en glissant les unes sur les autres. À l'inverse, un gaz est un fluide non condensé en raison de l'absence des interactions interparticulaires. Il possède une forme et un volume non déterminés. Les molécules gazeuses sont très éloignées et se déplacent très rapidement. Un gaz occupe tout le volume de son contenant et il est compressible.

### 1.4.2. Propriétés physiques des fluides

Les fluides possèdent des propriétés physiques qui sont définies au niveau de leurs particules et qui dépendent également de leur structure moléculaire. Les variables de température et de pression ont un effet sur les propriétés physiques d'un fluide. Dans le cas de ce mémoire, les propriétés physiques des fluides retenues sont la masse volumique, la tension superficielle et la viscosité.

#### 1.4.2.1. Masse volumique

La masse volumique correspond à la quantité de matière se trouvant dans une unité de volume. Elle est spécifique à chaque fluide et elle est représentée par :

$$\rho = \frac{m}{V} \quad [1.2]$$

où  $\rho$  représente la masse volumique en  $\text{kg/m}^3$ ,  $m$  la masse du fluide en kg et  $V$  le volume en  $\text{m}^3$ . Pour la majorité des liquides, le volume est peu sensible aux variations de la pression et il augmente un peu avec la température.

#### 1.4.2.2. Tension superficielle

Une autre propriété physique des fluides est la tension superficielle, appelée aussi tension de surface. Au sein d'un liquide, chaque molécule subit des forces attractives des molécules voisines comme présentées à la figure 8 (40). La résultante de ces forces est nulle et confère ainsi une diminution énergétique du liquide. Par contre, les molécules présentes à la surface libre interagissent principalement avec les molécules à l'intérieur du liquide et très peu avec celles du milieu gazeux, ces dernières étant dispersées. La résultante des forces exercée sur les molécules à l'interface d'un fluide condensé et d'un gaz est orientée vers le centre du liquide, car les molécules s'y trouvant attirent celles de la surface. La force de cohésion des molécules à l'intérieur du liquide crée une tension et une augmentation de l'énergie à l'interface. Pour abaisser cette énergie, la surface libre s'arrondit pour diminuer son aire et son nombre de molécules afin de réduire le ratio surface/volume. La tension superficielle est une force appliquée par unité de longueur notée par  $\gamma$  et exprimée en N/m qui équivaut aussi à l'énergie de surface,

soit l'énergie par unité de surface exprimée en  $\text{J/m}^2$ . À titre d'exemple, l'eau possède une tension de surface beaucoup plus élevée que celle de la majorité des liquides courants qui s'explique par la formation des liaisons hydrogène entre les molécules qui augmentent la force de cohésion intermoléculaire.

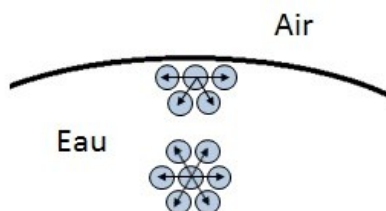


Figure 8. Forces intermoléculaires dans l'eau.

Le tableau 1 montre que la tension superficielle de l'eau diminue avec l'augmentation de la température (18), car l'augmentation de l'agitation thermique diminue l'attraction intermoléculaire. Elle devient notamment nulle à la température critique.

Tableau 1. Tension superficielle de l'eau à différentes températures.

Température (°C)	Tension superficielle (mN/m)
0	75,6
20	72,75
100	58,9

#### 1.4.2.3. Viscosité

La viscosité, appelée également forces visqueuses, est une propriété physique qui caractérise la résistance à l'écoulement d'un fluide. Elle est notée par  $\eta$  et exprimée en  $\text{Pa} \cdot \text{s}$ . Elle est causée par l'attraction intermoléculaire qui se manifeste par des forces de frottements entre les molécules produisant une perte d'énergie cinétique du fluide diffusée sous forme de chaleur à

l'intérieur du fluide (38). Plus cette attraction est forte, plus la viscosité est élevée et plus la vitesse de l'écoulement du fluide diminue.

Pour un écoulement, tel qu'illustré dans la figure 9, il y a condition de non-glissement à la surface d'un solide.

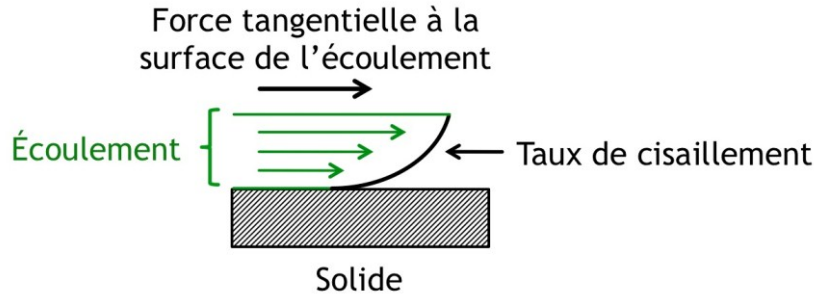


Figure 9. Profil de vitesse dans l'écoulement d'un fluide.

Ceci est causé par l'attraction entre les molécules du fluide et celles de la surface du solide ou par la rugosité de la surface du solide. Lorsqu'une force tangentielle à la surface du fluide, appelée contrainte de cisaillement, est appliquée à la surface du fluide, il se produit un gradient de vitesse, aussi appelé taux de cisaillement, entre les couches du fluide qui est perpendiculaire à son écoulement. Les couches de fluide glissent les unes sur les autres en produisant des forces de frottement. La vitesse du fluide est maximale à la surface du fluide à l'endroit où la force est appliquée. Ainsi, la contrainte de cisaillement, soit la force par unité de surface, est proportionnelle au gradient de vitesse. La constante de proportionnalité correspond à la viscosité dynamique du fluide. La relation est donnée par la loi de Newton :

$$\tau = \frac{F_y}{A} = -\eta \frac{du_y}{dx} \quad [1.3]$$

où  $\tau$  représente la contrainte de cisaillement,  $\frac{F_y}{A}$  la force parallèle à la surface par unité de surface,  $\eta$  la viscosité dynamique et  $\frac{du_y}{dx}$  le gradient de vitesse. Le signe négatif indique que la force visqueuse est de direction opposée à l'écoulement. À partir de cette loi, la vitesse d'écoulement

d'un fluide dans un cylindre est donnée par :

$$u_y = \frac{1}{4\eta}(r^2 - s^2) \left(-\frac{dp}{dy}\right) \quad [1.4]$$

où  $u_y$  représente la vitesse d'écoulement,  $r$  le rayon du cylindre,  $s$  la distance à partir du centre du cylindre reliée à la vitesse  $u_y$ ,  $-\frac{dp}{dy}$  le gradient de pression qui est négatif, car la pression décroît dans la direction de l'écoulement. Cette équation montre que la vitesse est une fonction parabolique pour un écoulement laminaire. Selon la troisième loi de Newton, à toute action correspond une réaction, la couche de fluide possédant la plus grande vitesse exerce une force dans le sens positif de l'axe  $y$  sur la couche de fluide de basse vitesse. La force visqueuse tend à ralentir la couche de fluide rapide et accélérer la couche de fluide lente (19). L'action visqueuse exerce une force dissipative au sein du liquide qui tend à amoindrir les gradients de vitesse et ainsi, à homogénéiser le profil de vitesse au sein d'un fluide.

Comme pour la tension superficielle, la viscosité de l'eau est plutôt élevée en comparaison de celle d'autres liquides en raison de la présence des liaisons hydrogène intermoléculaires. La viscosité diminue avec l'augmentation de la température (Tableau 2) (18), tout comme la tension de surface d'ailleurs, compte tenu de l'augmentation de l'agitation thermique qui affaiblit les liaisons hydrogène et les forces d'attraction intermoléculaires diminuant ainsi la cohésion entre les molécules d'eau.

Tableau 2. Viscosité de l'eau à différentes températures.

Température (°C)	Viscosité (mPa · s)
0	1,798
20	1,002
100	0,2818

## 1.5. Hydrodynamique

La mécanique des fluides qui étudie le comportement des fluides en mouvement est l'hydrodynamique.

### 1.5.1. Forces agissant sur le mouvement des fluides

Les mouvements des fluides sont causés par des forces tout comme dans le cas du déplacement d'un solide : la force appliquée doit être supérieure à l'inertie, aux forces de frottements ou à la gravité pour arriver à déplacer ce dernier. Dans le cas d'un fluide, deux types de forces agissent sur une quantité de volume déterminé de fluide: les forces volumiques et les forces de surface. Les forces volumiques sont appliquées sur chaque élément de volume et sont reliées à la gravité. Les forces de surfaces sont appliquées sur chaque élément de surface et sont reliées à la pression. Nous définirons ces forces dans les prochaines sous-sections.

#### 1.5.1.1. *Gravité*

La force gravitationnelle a un effet sur le mouvement des fluides, plus particulièrement sur les liquides lorsqu'il y a une différence de hauteur entre deux points d'un liquide. Par exemple, lorsqu'un volume de liquide est placé sur un plan incliné, le poids de son volume l'entraîne vers le bas du plan sous l'effet de la gravité (40).

#### 1.5.1.2. *Pression*

La pression a un effet sur le mouvement des fluides lorsqu'il y a un gradient de pression à l'interface de deux fluides ou à l'intérieur d'un fluide. Dans la section suivante, nous verrons la relation existant entre un gradient de pression et le rayon de courbure à l'interface de deux fluides (40).

##### 1.5.1.2.1. *Rayon de courbure*

Supposons deux fluides séparés par une interface flexible représentés par la figure 10. Les fluides peuvent être deux liquides, deux gaz ou un liquide et un gaz. Dans l'exemple 1, les fluides possèdent la même pression ( $p_1 = p_2$ ), et l'interface n'est pas déformée. Dans le deuxième exemple, le fluide 1 possède une plus grande pression que le fluide 2 ( $p_1 > p_2$ ). Cette



différence de pression déforme l'interface pour former un arc de cercle possédant un rayon de courbure inférieur à celui de l'exemple 1 ( $R_{Exemple2} < R_{Exemple1}$ ). Le dernier exemple montre que le fluide 1 possède une pression beaucoup plus grande que le fluide 2 ( $p_1 \gg p_2$ ). Le fluide 1 déforme davantage l'interface pour former un arc de cercle possédant un rayon de courbure

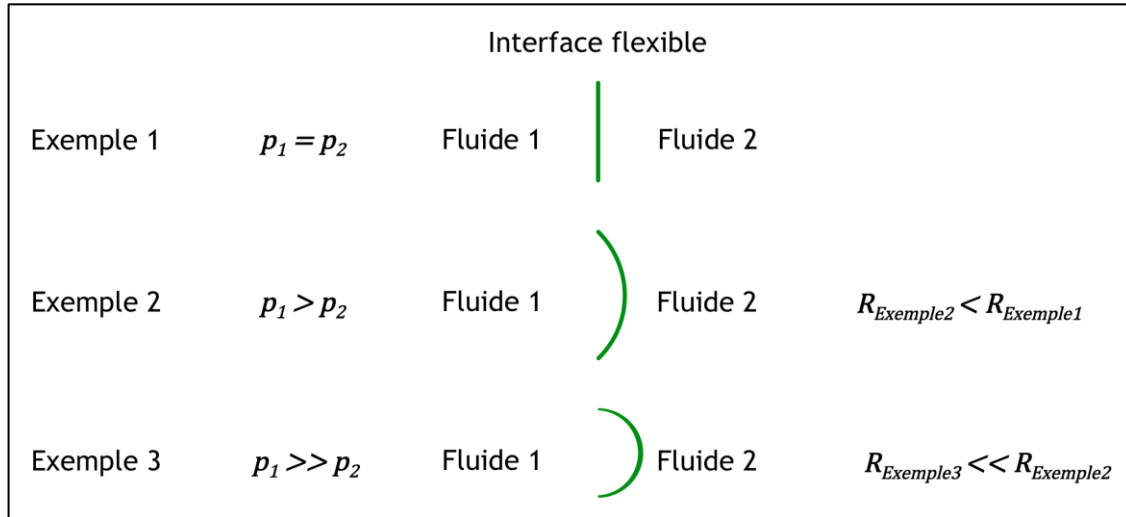


Figure 10. Relation entre un gradient de pression et le rayon de courbure.

inférieur à celui de l'exemple précédent ( $R_{Exemple3} \ll R_{Exemple2}$ ). Ainsi, lorsque le gradient de pression augmente à l'interface de deux fluides, on observe une diminution du rayon de courbure à l'interface des deux fluides. Il existe donc une relation inversement proportionnelle entre la pression et le rayon de courbure de l'interface de deux fluides.

Le rayon de courbure d'un arc dans un plan est déterminé par la valeur du rayon du cercle tangent à cet arc au point recherché. En prenant exemple sur la figure 11, le rayon de courbure est déterminé en traçant la tangente  $T$  à cet arc en un point  $P$ , puis en traçant le cercle osculateur, c'est-à-dire le cercle épousant le mieux la forme de l'arc à ce point. Le rayon  $R$  du cercle osculateur est tracé perpendiculairement à la tangente à partir du point  $P$  jusqu'au centre du cercle et il correspond au rayon de courbure de l'arc.

La courbure mesure la déviation d'une courbe par rapport à une droite ou d'une surface par rapport à un plan. Elle équivaut à la réciproque du rayon de courbure et est décrite par l'équation:

$$k = \frac{1}{R} \quad [1.5]$$

où  $k$  représente la courbure de l'arc exprimée en  $m^{-1}$  et  $R$  le rayon de courbure en m. Par exemple, un grand rayon de courbure équivaut à une petite courbure de l'arc.

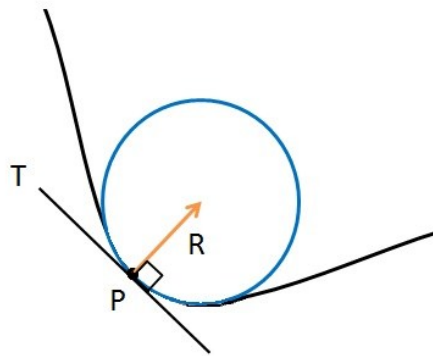


Figure 11. Rayon de courbure d'un arc.

La détermination de la courbure en un point  $M$  d'une surface dans un espace tridimensionnel euclidien requiert la présence d'un plan tangent à la surface à ce point comme illustré dans la figure 12 a). Une normale, correspondant à une droite perpendiculaire au plan tangent, passe par  $M$  et est orientée dans la partie concave de la courbure, soit à l'intérieur de celle-ci. Deux plans perpendiculaires pouvant pivoter sur le point  $M$  sont placés perpendiculairement au plan tangent pour calculer les courbures principales, c'est-à-dire la courbure inscrite dans chaque plan perpendiculaire au plan tangent comme montré dans la figure 12 b). Les courbures principales sont les valeurs minimum et maximum de la courbure et indiquent les directions principales selon l'orientation de la normale. Par convention dans ce mémoire, une courbure principale suivant l'orientation de la normale aura une courbure positive, dans le cas contraire, elle sera négative. Selon la figure 12 b) le plan de courbure principale de gauche a une valeur de courbure principale minimum pour sa petite courbure et elle est négative par rapport à l'orientation de la

normale. Le plan de courbure principale de droite a une valeur de courbure principale maximum pour sa grande courbure et elle sera positive par rapport à l'orientation de la normale.

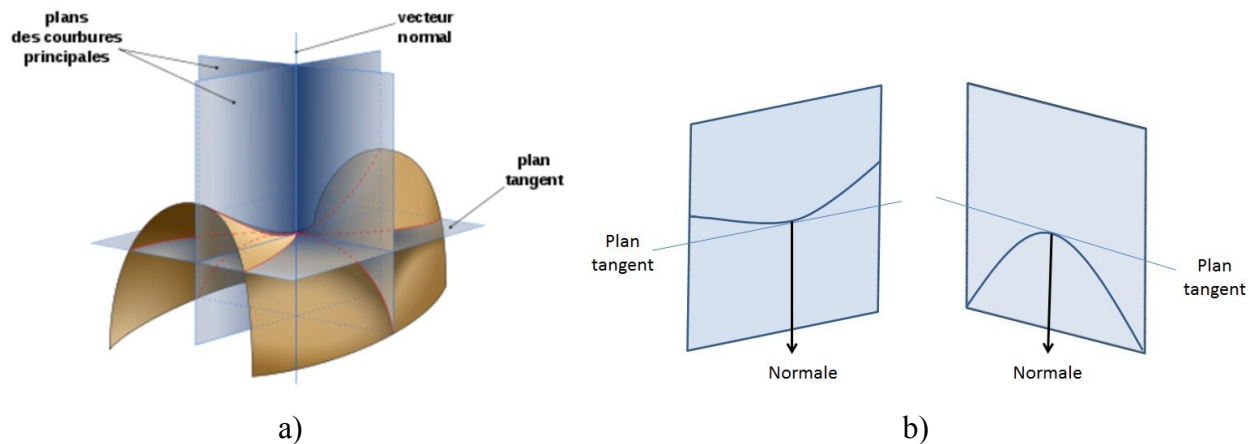


Figure 12. a) Courbure d'une surface. WIKIPÉDIA, <https://fr.wikipedia.org/wiki/Courbure> [consulté le 30 septembre 2019] (2019). b) Plan des courbures principales de la surface.

La courbure moyenne d'une surface en un point s'obtient en calculant la moyenne des courbures principales et est décrite par l'équation suivante :

$$H = \frac{(k_1 + k_2)}{2} = \frac{\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}{2} \quad [1.6]$$

où  $H$  représente la courbure moyenne exprimée en  $m^{-1}$ ,  $k_1$  est la courbure principale maximum en  $m^{-1}$ ,  $k_2$  est la courbure principale minimum en  $m^{-1}$ ,  $R_1$  le rayon de courbure minimum en m et  $R_2$  le rayon de courbure maximum en m. Par exemple, comme mentionné pour la courbure d'un arc, un grand rayon de courbure d'une surface correspond à une petite courbure de celle-ci.

#### 1.5.1.2.2. Théorème de Laplace

Grâce aux outils élaborés précédemment, nous sommes en mesure d'établir l'équation calculant la pression de Laplace à l'interface de deux fluides, également appelée pression capillaire. Selon Atkins (41), la pression interne, c'est-à-dire la pression à l'intérieur de la partie concave de l'interface, est toujours supérieure à la pression externe, c'est-à-dire la pression à l'extérieur de la

partie concave. Prenons l'exemple d'une goutte d'eau sur une surface hydrophobe. La pression interne de la goutte d'eau est supérieure à la pression externe de l'air qui l'entoure. Selon de Gennes (40), la création de la surpression à l'intérieur de la goutte d'eau origine de la tension superficielle. En effet, le théorème de Laplace établit une relation entre la tension de surface et la courbure à l'interface des deux fluides qui s'écrit selon l'équation suivante :

$$\Delta p = p_{interne} - p_{externe} = \gamma k = \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 2\gamma H \quad [1.7]$$

où  $\Delta p$  représente la différence de pression à l'interface de deux fluides exprimée en  $N/m^2$ ,  $p_{interne}$  la pression interne de la partie concave de l'interface en  $N/m^2$ ,  $p_{externe}$  la pression externe du côté de la partie convexe de l'interface en  $N/m^2$ ,  $\gamma$  la tension superficielle en  $N/m$ ,  $k$  la courbure de l'interface en  $m^{-1}$ ,  $R_1$  et  $R_2$  sont les rayons de courbure de l'interface en  $m$  et  $H$  la courbure moyenne de l'interface en  $m^{-1}$ . Un rayon de courbure orienté dans la même direction que la normale possède une valeur positive sinon sa valeur est négative. Par ailleurs, les rayons de courbure ont un effet considérable sur le résultat de la variation de la pression de Laplace. En effet, une goutte d'eau de petit rayon de courbure possède une plus grande pression interne qu'une goutte ayant un grand rayon de courbure.

### 1.6. Écoulements

La figure 13 montre que les écoulements des fluides peuvent s'effectuer dans une conduite ou en surface libre. Un écoulement en surface libre correspond à un écoulement avec une interface libre entre l'air ambiant et un fluide condensé.



Figure 13. a) Écoulement dans une conduite. b) Écoulement en surface libre.

### 1.6.1. Types d'écoulements

Il existe principalement deux types d'écoulement pour les fluides : laminaire et turbulent tels que montrés sur la figure 14. Le premier est caractérisé par des trajectoires régulières de couches de fluides glissant parallèlement les unes sur les autres à des vitesses différentes pratiquement sans aucun mélange entre les couches (41). Un écoulement turbulent est irrégulier avec des courants dont les vecteurs vitesse sont inégaux compte tenu de leurs longueurs et de leurs orientations différentes.



Figure 14. a) Écoulement laminaire. b) Écoulement turbulent.

### 1.6.2. Nombre de Reynolds

Le type d'écoulement d'un fluide est déterminé en calculant le nombre de Reynolds. C'est un nombre adimensionnel faisant le rapport entre les forces d'inertie reliées à la vitesse et les forces visqueuses (40) selon la relation :

$$Re = \frac{\rho u l}{\eta} \quad [1.8]$$

où  $Re$  est le nombre de Reynolds,  $\rho$  la masse volumique du fluide en  $\text{kg/m}^3$ ,  $u$  la vitesse du fluide en  $\text{m/s}$ ,  $l$  l'épaisseur du fluide en  $\text{m}$  et  $\eta$  la viscosité dynamique du fluide en  $\text{Pa} \cdot \text{s}$ . Pour un écoulement en surface libre, le nombre de Reynolds est inférieur à 500 pour un écoulement laminaire et supérieur à 2 000 pour un écoulement turbulent (42-44). Entre ces deux valeurs, nous sommes dans un régime dit transitoire qui présente les caractéristiques des deux types d'écoulements : laminaire et turbulent.

### 1.7. Équations de Navier-Stokes

Lorsque le nombre de Reynolds est déterminé, il est possible d'utiliser l'équation de Navier-Stokes afin de décrire le mouvement d'un fluide. Pour des objets en mouvement, la loi de Newton permet de décrire ces mouvements par l'équation :

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad [1.9]$$

où  $\vec{F}$  représente la force,  $m$  la masse et  $\vec{a}$  l'accélération. Pour le mouvement d'un fluide, la loi de Newton permet de décrire ces mouvements en utilisant la force  $\vec{f}$  par unité de volume, décrit par l'équation :

$$\vec{f} = \rho \frac{d\vec{u}}{dt} \quad [1.10]$$

où  $\rho$  représente la masse volumique,  $u$  la vitesse du fluide, et  $t$  le temps. L'équation de base de Navier-Stokes en hydrodynamique est donnée par (45) :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla \vec{p} + \nu \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{\rho} \vec{F} \quad [1.11]$$

où  $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$  et  $\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$  représentent l'accélération du fluide,  $-\frac{1}{\rho} \nabla \vec{p}$  la force due au gradient de pression,  $\nu \nabla^2 \vec{u}$  la force visqueuse et  $\frac{1}{\rho} \vec{F}$  toute autre force pouvant intervenir dans l'écoulement du fluide.

Selon de Gennes (40), dans le cas de l'écoulement d'un film mince, le premier terme  $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$  représente le changement de vitesse du film mince à une position par rapport au temps  $t$ , c'est-à-dire que les positions  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont fixes. Puisque l'écoulement d'un film mince est considéré comme un état stationnaire qui est maintenu par des conditions limites où les vitesses sont très petites et la viscosité est grande, ce terme devient négligeable, car la vitesse du film mince en un point est constante. Il mentionne également que le deuxième terme  $\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$ , proportionnel à la vitesse d'un film mince, devient négligeable. En effet, la vitesse du film mince est petite et lorsqu'elle est élevée au carré, sa valeur devient encore plus petite. Finalement, il considère qu'il

n'y a pas d'autres forces qui s'appliquent et le troisième terme  $\frac{1}{\rho} \vec{F}$  devient égal à zéro. Ensuite, en multipliant tous les termes de l'équation par  $\rho$ , l'équation de Navier-Stokes devient :

$$-\nabla \vec{p} + \eta \nabla^2 \vec{u} = 0 \quad [1.12]$$

où  $-\nabla \vec{p}$  représente le gradient de pression qui est négatif, car la pression diminue dans la direction de l'écoulement,  $\eta$  la viscosité dynamique et  $\nabla^2 \vec{u}$  le laplacien de la vitesse de l'écoulement.

En une dimension, l'équation de la force par unité de volume responsable du mouvement d'un film mince de fluide devient :

$$-\frac{\partial \vec{p}}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2} = 0 \quad [1.13]$$

où  $-\frac{\partial \vec{p}}{\partial x}$  représente le gradient de pression qui se forme sur cette distance,  $\eta$  la viscosité dynamique et  $\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2}$  la courbure, soit la dérivée seconde du profil de vitesse de l'écoulement. Ce profil de vitesse a une forme parabolique que l'on appelle aussi le profil de Poiseuille. Cette équation est utilisée pour l'écoulement d'un film mince considéré comme un état stationnaire où les vitesses sont très petites et la viscosité est grande. Il est possible d'exprimer l'équation [1.13] sous la forme d'une loi d'échelle (40) qui s'écrit :

$$V \sim \frac{\Delta \vec{p}}{x} \frac{l^2}{\eta} \quad [1.14]$$

où  $V$  représente la vitesse moyenne du fluide,  $\Delta \vec{p}$  le gradient de pression,  $x$  la longueur de l'écoulement,  $l$  l'épaisseur de l'écoulement du fluide et  $\eta$  la viscosité du fluide.

## **CHAPITRE 2. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE**

Pour la réalisation de ce mémoire, nous avons utilisé 329 fichiers de vidéomicroscopie qui ont été produits par des étudiants du laboratoire du Pr Serge Lacelle à l'automne 2005 et à l'hiver 2006. Les sections suivantes décrivent la procédure de la collecte des cristaux de neige naturels, l'enregistrement des expériences de fusion ainsi que l'analyse des fichiers de vidéomicroscopie.

### **2.1. Collecte de cristaux de neige**

Lors de précipitations de chute de neige, les flocons de neige sont récoltés dans une boîte de mousse de polystyrène (48 cm x 34 cm x 20 cm) à moitié remplie de glace sèche tassée dans laquelle sont déposés des plats de pétri dont le fond est recouvert d'un tissu contrastant (33). La récolte terminée, les couvercles sont placés sur les plats de pétri ainsi que sur la boîte de mousse de polystyrène qui est retournée au laboratoire.

### **2.2. Montage expérimental**

Le montage expérimental se compose d'une télévision JVC possédant un écran de 15 pouces, d'un lecteur vidéo VHS de marque JVC et d'une caméra analogue de marque Jai CV S3300 [#55-685 Edmund Optic] surmontée d'un objectif grossissant [#52-274 Edmund Optic] à grande distance focale. La luminosité est contrôlée à l'aide d'une lumière fluorescente à très haute fréquence [#52-274 Edmund Optic] et à intensité variable. Une description complète de l'appareillage, des expériences de la fusion et de l'acquisition se retrouvent dans le mémoire de Gauthier (33).

### **2.3. Expériences de la fusion des cristaux de neige naturels**

Les cristaux de neige sont conservés dans les plats de pétri sans couvercle pendant toute l'expérience de la fusion. Dès que la mise au point est effectuée et que le montage expérimental est prêt pour l'enregistrement de l'expérience de la fusion, la glace sèche est retirée de sous le plat de pétri pour permettre aux cristaux de neige de fondre à l'air libre, c'est-à-dire à la température et la pression ambiantes du laboratoire pendant l'enregistrement.



## 2.4. Acquisition des données

Les expériences de fusion des cristaux de neige naturels sont enregistrées sur des cassettes VHS en mode SP. Le contenu de ces cassettes est transféré dans un ordinateur à l'aide du convertisseur ADSTech DVD Xpress. Cet appareil permet, à l'aide du programme CapWiz, la numérisation du signal provenant de la caméra ou du lecteur vidéo et l'enregistrement dans un ordinateur (Pentium IV, 3 GHz, 1 Gig RAM). La caméra est reliée à un ordinateur en passant par une carte d'acquisition Matrox Meteor II.

## 2.5. Analyse des fichiers de vidéomicroscopie

Dans le cadre de ce mémoire, l'analyse de 329 fichiers de vidéomicroscopie de la fusion de cristaux de neige naturels est réalisée grâce à un ordinateur de la compagnie Apple inc., de marque iMac avec écran de 27 pouces ayant une résolution de 2560 x 1440 pixels et muni d'un processeur de 3,2 GHz (46). Le logiciel QuickTime Player, version 10.4 (928.13) de la compagnie Apple inc., a servi pour le visionnement image par image des fichiers de vidéomicroscopie. La vitesse d'enregistrement de certaines expériences de vidéomicroscopie est modifiée avec le logiciel Roxio Creator 2010, version 1.2.193; 5.0.0.0 de la compagnie Sonic Solutions.

Une cible de résolution NBS 1963A (Figure 15) provenant de la compagnie Edmund Optics est utilisée afin de déterminer les longueurs réelles mesurées à l'écran (47). La procédure consiste à

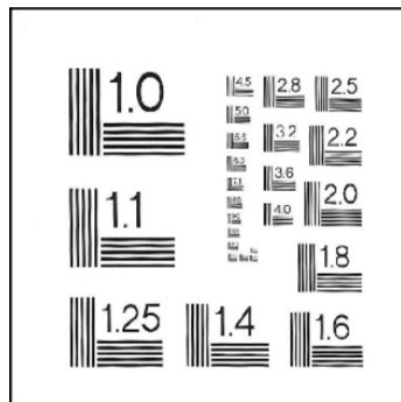


Figure 15. Cible de résolution NBS 1963A.

sélectionner le fichier de vidéomicroscopie contenant la cible de résolution et de l'ouvrir en mode « Adapter à l'écran ». Ensuite, à l'aide d'une règle millimétrique, mesurer la distance entre une paire de lignes (Figure 16), une blanche et une noire pour la valeur 1.0 indiquée sur la cible affichée à l'écran. Cette valeur représente une mesure réelle de 1,0 mm.



Figure 16. Agrandissement d'une section de la cible de résolution.

## **2.6. Méthode de mesure des vitesses d'écoulement du film mince**

Un fichier de vidéomicroscopie de la fusion d'un cristal de neige est ouvert en mode « Adapter à l'écran » et visionner en temps réel à quelques reprises. Ensuite, une lecture image par image du fichier est effectuée afin de repérer les écoulements du film mince. Lorsqu'un écoulement est repéré, le fichier est placé en mode arrêt et des points de repère marquant le début et la fin de l'écoulement sont identifiés à l'écran. Le temps, correspondant au début de l'écoulement, affiché à l'écran par le logiciel QuickTime Player, est noté. La distance entre les deux points de repère est mesurée à l'aide d'une règle millimétrique. Cette distance est convertie en longueur réelle en fonction du grossissement de l'image qui a été obtenu à partir de la cible de résolution. Ensuite, la lecture du fichier de vidéomicroscopie est placée à environ une seconde avant le début de l'écoulement. Le fichier est lu en temps réel et le temps écoulé lors du passage du fluide entre les deux points de repère est mesuré au centième de seconde à l'aide d'un chronomètre à au moins cinq reprises. La vitesse est calculée en divisant la distance de l'écoulement par chacun des temps mesurés. La moyenne des vitesses et l'incertitude sont ensuite calculées.

## CHAPITRE 3. OBSERVATIONS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### 3.1. Types de cristaux de neige étudiés

La figure 17 présente les différents types de cristaux de neige étudiés lors de leur fusion au cours de ces travaux de recherche. Ils proviennent de captures d'écran parmi les 329 fichiers de vidéomicroscopie analysés.

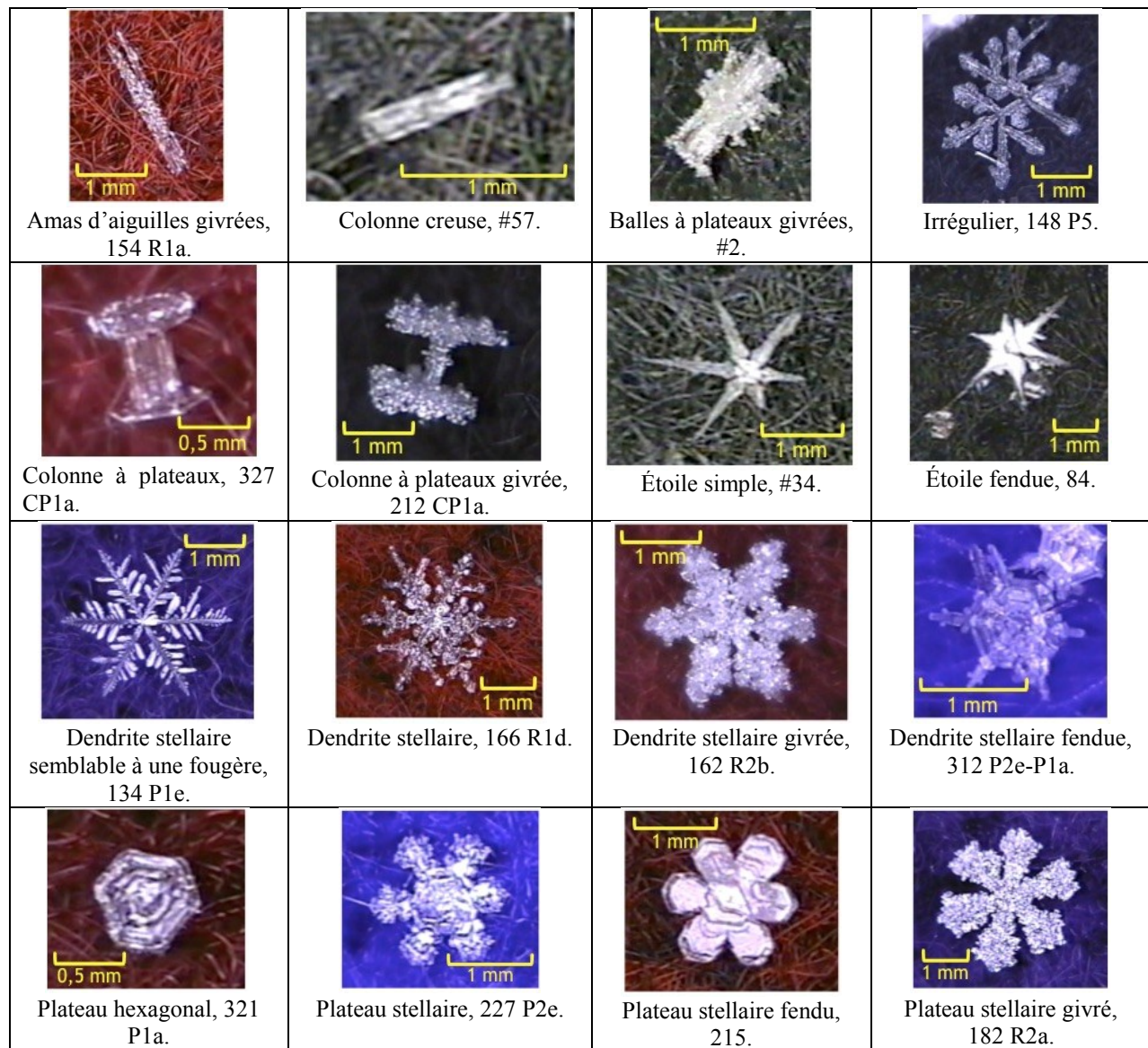


Figure 17. Types de cristaux de neige étudiés.

### 3.2. Écoulements du film mince

Après l'observation et l'analyse des fichiers, nous constatons que les étapes du processus de la fusion des cristaux de neige naturels individuels sont identiques à celles décrites par Gauthier (33) à la section 1.3. Cependant, à l'étape 3 du film mince, il a été possible d'observer des écoulements lents du film mince, comme mentionné par David (34). Ces écoulements se sont produits sur la face antérieure des cristaux de neige, car ceux-ci avaient une structure opaque lors de la plupart de nos observations. Dans cette section nous présentons la façon de décrire la direction des écoulements du film mince suivi d'exemples d'écoulements du film mince à la surface de cristaux de neige.

La direction des écoulements pour des cristaux de neige sans branche comme les amas d'aiguilles, les colonnes, les balles à plateaux et les colonnes à plateaux est simple à décrire puisque l'eau de fonte se déplace sur un seul axe. Cependant, nous utilisons une nomenclature de type horaire afin d'identifier les branches des cristaux stellaires. Dans l'exemple de la figure 18, les branches sont positionnées à 1, 3, 5, 7, 9 et 11 heures. La notation sera respectivement 1h, 3h et ainsi de suite.

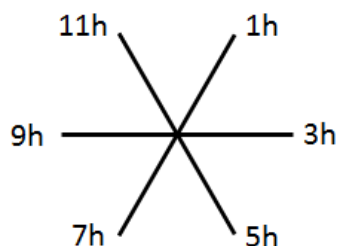


Figure 18. Identification horaire des branches de cristaux stellaires.

Voici maintenant un exemple d'écoulement du film mince d'eau à la surface d'une dendrite stellaire semblable à une fougère. Il est à noter qu'il n'est pas évident de transposer des observations faites à partir du visionnement de fichiers de vidéomicroscopie en séquences d'images fixes sur papier. Nous tentons ici de reconstituer un exemple d'écoulement du film mince d'eau de fonte observé à partir du fichier de la fusion de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e à l'aide d'une série d'images présentée à la figure 19.

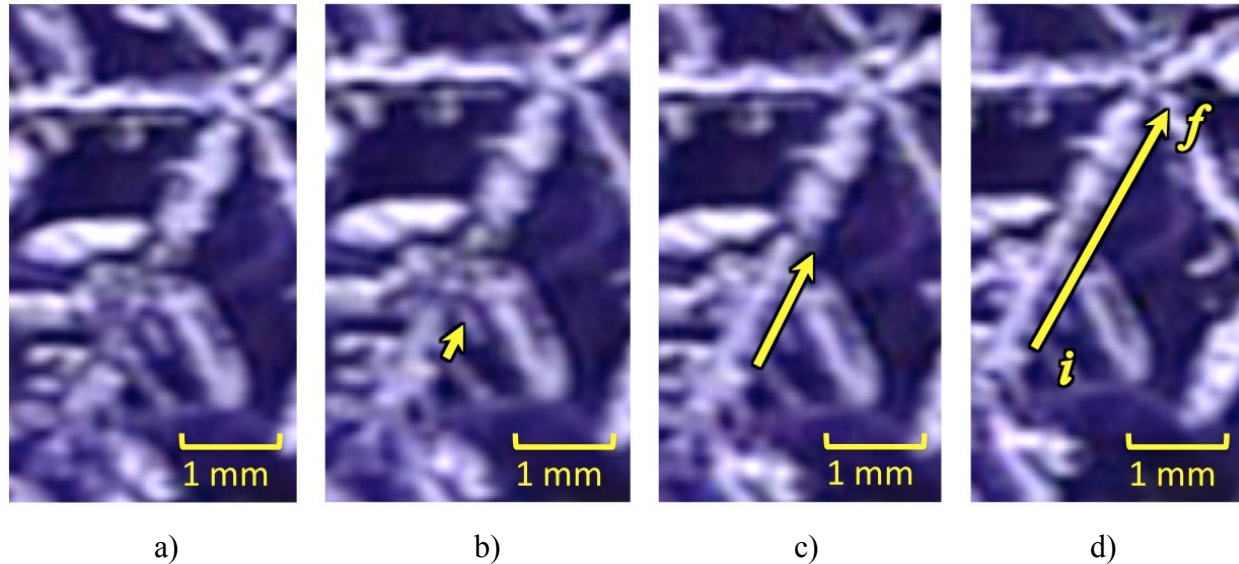


Figure 19. Écoulement du film mince d'eau à la surface de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e.

L'image a) représente la branche de 7h avant le début de l'écoulement. Sur l'image b) nous voyons une tache floue de la longueur de la flèche jaune. Celle-ci correspond au début de l'écoulement partant de l'extrémité de la branche de 7h pour se diriger vers le centre géométrique de la dendrite. À l'image c) l'écoulement s'arrête tout juste avant une ramification située du côté gauche de la branche. Sur l'image d) on remarque que la partie près du centre du cristal est un peu plus lumineuse par rapport à l'image c) indiquant la présence de l'écoulement du film mince. L'extrémité de la flèche identifiée par « f » désigne le front d'onde de l'écoulement et l'autre extrémité identifiée par « i », indique le début de l'écoulement. La distance entre i et f sert au calcul de la vitesse du film mince. La durée totale de l'écoulement couvert par ces quatre images est de 0,18 seconde.

Dans les prochains exemples, nous utilisons la dendrite stellaire 217 P1e où la longueur des écoulements du film mince sur les branches est représentée par une flèche jaune. La figure 20 correspond à un écoulement du film mince s'effectuant sur deux branches qui se produit 16 secondes après le début de la fusion. L'écoulement commence à l'extrémité d'une ramification de la branche de 9h pour se diriger vers le centre du cristal et bifurquer ensuite vers l'extrémité

de la branche de 11h. Ce type d'écoulement du film mince sur deux branches représente 25% de l'ensemble des écoulements observés.

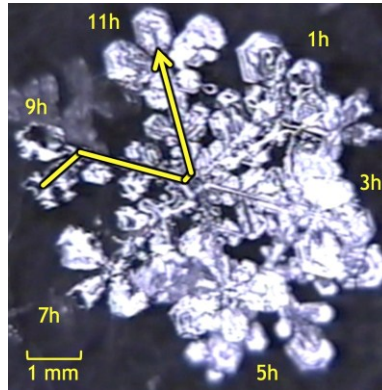


Figure 20. Écoulement du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 16 secondes.

Trois secondes plus tard, soit 19 secondes après le début de la fusion, nous observons que le film mince s'écoule maintenant de l'extrémité de la branche de 11h pour se diriger vers le centre géométrique de la dendrite stellaire comme représenté à la figure 21. C'est le seul type d'écoulement que David (34) rapporte dans son mémoire et il est présent dans seulement 29% des écoulements observés durant cette recherche.

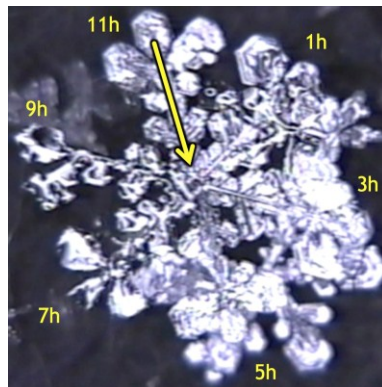


Figure 21. Écoulement du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 19 secondes.



Deux secondes plus tard, soit 21 secondes après le début de la fusion, trois écoulements partent simultanément du centre du cristal de neige pour se diriger vers l'extrémité des branches de 1h, 3h et 5h (Figure 22). Ce type d'écoulement, vers les extrémités, n'a jamais été observé auparavant et il n'y a aucune mention à ce sujet dans la littérature. C'est un phénomène qui est tout à fait inconnu dans l'étude de la fusion des cristaux de neige naturels. Ces écoulements, vers les extrémités des branches, représentent 46% de nos observations.

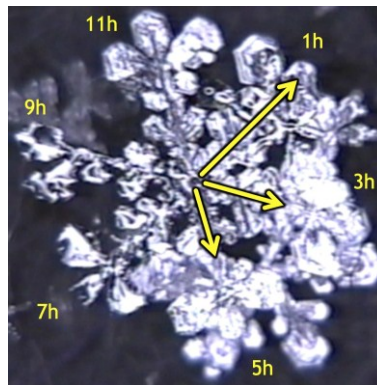


Figure 22. Écoulements du film mince à la surface de la dendrite stellaire 217 P1e à 21 secondes.

Suite aux exemples précédents, nous constatons que les écoulements du film mince d'eau changent rapidement de direction pendant la fusion. Ce qui suggère que l'étape du film mince correspond à une période de grande instabilité hydrodynamique.

Ceci suscite un certain questionnement à propos des écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. Quelles sont les forces qui causent l'instabilité du film mince? Pourquoi le film mince s'écoule-t-il dans une direction plutôt qu'une autre?

Afin de répondre à ces questions, nous présentons les différentes forces pouvant potentiellement agir sur les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. Il s'agit de la force visqueuse, de la tension de surface, de la gravité et d'un gradient de pression.

D'abord, la force visqueuse ou la viscosité n'est pas responsable des écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. Bien au contraire, elle représente la force de frottement

entre les molécules d'eau, c'est-à-dire la force qui s'oppose à l'écoulement du film mince. La faible épaisseur du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige génère une grande résistance à l'écoulement en raison de la condition de non-glissement du film mince d'eau en contact avec la surface des cristaux de neige.

Dans le cas de la tension de surface, elle a peu d'effet sur les écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige. Car, à ce moment de la fusion, la force visqueuse l'emporte sur la tension de surface en raison de la faible épaisseur d'eau à la surface du cristal (40). En effet, cette faible épaisseur d'eau et la présence de la structure du cristal de neige empêchent la tension de surface d'agir sur le film mince pour minimiser son énergie de surface et favoriser son arrondissement par l'accumulation de l'eau de fonte au centre du cristal de neige. Cependant, à l'étape du film épais, nous pouvons observer ce phénomène d'arrondissement du film d'eau. De fait, la quantité d'eau de fonte à la surface du cristal est plus importante et permet à la tension de surface de surpasser la force visqueuse. L'augmentation de l'épaisseur d'eau et l'effondrement de la structure cristalline favorisent la prépondérance de la tension de surface. Cette dernière favorise la diminution de l'aire de la surface de l'eau de fonte par son arrondissement. C'est pourquoi la tension de surface domine à l'étape du film épais.

Pour ce qui est de la gravité, elle peut être négligée pour les écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige. La différence de hauteur qui pourrait se produire à la surface du film mince est négligeable pour que la gravité ait un effet sur le film mince et produire son écoulement.

Finalement, il semble qu'un gradient de pression à l'interface de l'eau de fonte et de l'air ambiant, ou à l'intérieur du film mince, issue de la pression de Laplace et découlant de la tension de surface d'une surface courbée, soit la principale force qui agisse sur le film mince d'eau pour engendrer son écoulement à la surface des cristaux de neige.



### 3.3. Direction de l'écoulement

Nous avons vu dans la section 1.5.1.2.2. qu'un gradient de pression est déterminé par le théorème de Laplace. Pour ce faire, nous devons connaître les deux rayons de courbure à l'interface des deux fluides, ainsi que la tension superficielle à cette interface.

#### 3.3.1. Détermination des rayons de courbure des extrémités d'un amas d'aiguilles

Durant l'étude des fichiers de vidéomicroscopie de la fusion des cristaux de neige, nous pouvons voir les cristaux de neige en deux dimensions seulement. Il est donc possible de déterminer un premier rayon de courbure à l'interface de l'eau de fonte et de l'air ambiant. Cependant, nous ne pouvons pas distinguer l'épaisseur des cristaux de neige et il est impossible de mesurer le rayon de courbure de cette interface dans ce plan. Pour remédier à ce problème, nous avons choisi un cristal de neige simple afin de pouvoir déterminer les deux rayons de courbure de chaque extrémité de la surface de séparation entre l'eau de fonte et l'air ambiant. Notre choix s'est arrêté sur les cristaux de neige de type amas d'aiguilles à cause de leur forme cylindrique et des écoulements du film mince selon un seul axe.

Lorsqu'un amas d'aiguilles est recouvert d'un mince film d'eau de fonte, on suppose que les extrémités ressemblent à des demi-sphères comme illustré dans la figure 23.

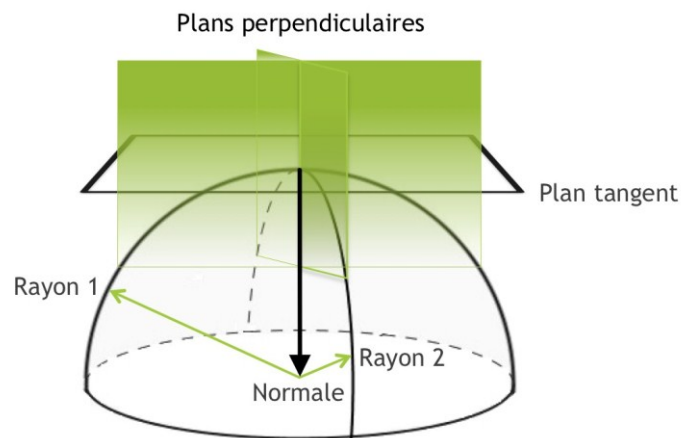


Figure 23. Détermination des rayons de courbure pour une demi-sphère.

La méthode, utilisée pour déterminer les rayons de courbure d'une demi-sphère, consiste à placer un plan tangent à l'extrémité de la demi-sphère. Ensuite, on trace une droite normale, perpendiculaire à ce plan, qui est dirigée vers l'intérieur de la demi-sphère. Un autre plan, perpendiculaire au plan tangent et représenté en vert, est placé afin de déterminer un premier rayon de courbure, le Rayon 1, dans ce plan. Un deuxième plan, perpendiculaire au plan tangent et au plan du Rayon 1, est placé pour trouver la mesure du deuxième rayon de courbure, le Rayon 2. Dans le cas d'une demi-sphère, les rayons de courbure Rayon 1 et Rayon 2 sont égaux, ce qui mène à une simplification du théorème de Laplace [1.7], qui devient :

$$\Delta p = \gamma \left( \frac{2}{R} \right) \quad [3.1]$$

De cette façon, la mesure d'un seul rayon de courbure est nécessaire. La détermination du rayon de courbure de l'extrémité d'un amas d'aiguilles s'effectue en mesurant le diamètre de l'extrémité à une distance correspondant à la mesure du rayon de courbure, soit la moitié du diamètre, comme le montre la figure 24.

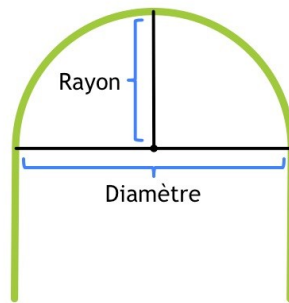


Figure 24. Détermination du rayon de courbure pour l'extrémité d'un amas d'aiguilles.

Le gradient de pression à chaque extrémité de l'amas d'aiguilles est déterminé par le théorème de Laplace à l'aide de l'équation simplifiée [3.1], en utilisant la mesure réelle du rayon de courbure de l'amas d'aiguilles,  $R$ , et la valeur de la tension superficielle à l'interface de l'eau de fonte et de l'air ambiant à 0 °C, soit  $\gamma = 75,6 \text{ mN/m}$ .

### 3.3.2. Relation entre les rayons de courbure et le gradient de pression

Le tableau 3 présente les observations et les résultats expérimentaux concernant la direction de l'écoulement du film mince d'eau à la surface d'amas d'aiguilles givrées.

Tableau 3. Direction de l'écoulement du film mince selon le gradient de pression pour des amas d'aiguilles givrées.

Identification du fichier	Direction de l'écoulement	Extrémité du cristal	Rayon de courbure (mm) ( $\pm 0,01$ )	Gradient de pression ( $\text{kN/m}^2$ )
153 R1a	bas vers haut	haut	0,10	$1,5 \pm 0,2$
		bas	0,05	$3,0 \pm 0,6$
	haut vers bas	haut	0,03	$5 \pm 2$
		bas	0,06	$2,5 \pm 0,4$
	bas vers haut	haut	0,06	$2,5 \pm 0,4$
		bas	0,03	$5 \pm 2$
156 R1a	haut vers bas	haut	0,07	$2,2 \pm 0,3$
		bas	0,08	$1,9 \pm 0,2$
158 R1a (centre)	bas vers haut	haut	0,10	$1,5 \pm 0,2$
		bas	0,07	$2,2 \pm 0,3$
	haut vers bas	haut	0,07	$2,2 \pm 0,3$
		bas	0,07	$2,2 \pm 0,3$
158 R1a (droite)	haut vers bas	haut	0,06	$2,5 \pm 0,4$
		bas	0,07	$2,2 \pm 0,3$

Pour le fichier 153 R1a, une première observation indique que le film mince d'eau s'écoule de l'extrémité du bas de l'amas d'aiguilles vers l'extrémité du haut. Le rayon de courbure de l'extrémité du haut mesure 0,10 mm. En calculant le gradient de pression à l'interface de l'eau de

fonte et de l'air ambiant à l'aide du théorème de Laplace simplifié, nous obtenons un gradient de pression de  $1,5 \text{ kN/m}^2$ . L'extrémité du bas de l'amas d'aiguilles possède un rayon de courbure à l'interface de l'eau de fonte et de l'air ambiant inférieur à celui de l'extrémité du haut, ce qui génère un gradient de pression plus élevé, soit  $3,0 \text{ kN/m}^2$ . Il existe donc une différence de gradient de pression entre les deux extrémités de l'amas d'aiguilles produisant une différence de pression à l'intérieur du film mince d'une valeur de  $1,5 \text{ kN/m}^2$ . Cette différence de pression engendre l'écoulement du film mince débutant du gradient de pression le plus élevé,  $3,0 \text{ kN/m}^2$ , vers le gradient de pression le moins élevé,  $1,5 \text{ kN/m}^2$ , c'est-à-dire un écoulement du film mince partant de l'extrémité du bas de l'amas d'aiguilles vers l'extrémité du haut. Les résultats obtenus pour le calcul du gradient de pression et de la différence de gradient de pression entre les extrémités de l'amas d'aiguilles sont en accord avec les observations de la direction de l'écoulement du film mince à la surface de l'amas d'aiguilles 153 R1a. Un peu plus tard pendant la fusion, nous observons un deuxième écoulement qui, cette fois-ci, provient de l'extrémité du haut pour se diriger vers le bas. En mesurant les rayons de courbure des extrémités de l'amas d'aiguilles, nous obtenons un rayon de courbure de l'extrémité du haut inférieur à celui du bas. Ceci génère un gradient de pression plus élevé dans l'extrémité du haut que dans l'extrémité du bas. Cette différence de gradient de pression entre les extrémités de l'amas d'aiguilles engendre un écoulement de l'extrémité du haut vers celle du bas, expliquant ainsi la direction de l'écoulement du film mince observée.

Les résultats obtenus pour les autres amas d'aiguilles givrées montrent la même tendance, excepté pour l'amas d'aiguilles 158 R1a (centre) lors d'un écoulement de l'extrémité du haut vers celle du bas. À l'observation du fichier de vidéomicroscopie, nous voyons un écoulement du film mince se produire à la surface de l'amas d'aiguilles même si les mesures des rayons de courbure dans le tableau 3 montrent qu'ils sont égaux et génèrent donc des gradients de pression égaux aux extrémités. Ceci s'explique par la précision de la mesure des rayons de courbure des extrémités de l'amas d'aiguilles 158 R1a (centre) qui ne permet pas de calculer les faibles différences de gradient de pression qui pourraient se produire entre les deux extrémités de l'amas d'aiguilles pour ce cas.

Notre étude concernant la direction de l'écoulement du film mince pour les cristaux stellaires ne peut pas se réaliser. La présence des branches et des ramifications de ces cristaux rend impossible le calcul de gradients de pression en raison de la multitude de gradients de pression créée aux différents endroits de la surface du film mince. Cependant, en se basant sur l'analyse des amas d'aiguilles givrées, nous croyons que les différences de gradient de pression jouent le même rôle sur les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux stellaires que sur les amas d'aiguilles givrées.

### 3.3.3. Relation entre la pression et la vitesse d'écoulement

Nous avons également étudié la relation entre la différence de gradient de pression entre les extrémités des amas d'aiguilles et la vitesse de l'écoulement du film mince à leur surface. La majeure partie des mesures de gradient de pression, ayant servi à la réalisation du graphique de la figure 25, est prise dans le tableau précédent, le tableau 3, associée à leur mesure de vitesse d'écoulement du film mince. Dans certains cas, il était impossible de mesurer les vitesses d'écoulement et c'est pourquoi elles n'apparaissent pas dans ce graphique.

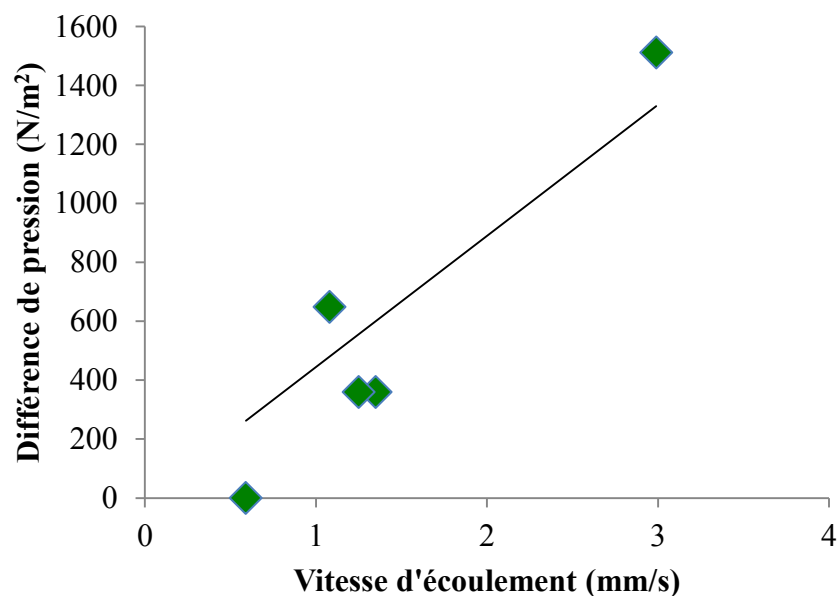


Figure 25. Relation entre la différence de gradient de pression et la vitesse d'écoulement du film mince pour des amas d'aiguilles givrées.

Nous constatons que la différence de gradient de pression en fonction de la vitesse d'écoulement est une relation linéaire passant par l'origine, c'est-à-dire que la vitesse d'écoulement du film mince est proportionnelle à la différence de pression exercée sur celui-ci.

#### 3.3.4. Cas particuliers de fin de fusion à plusieurs gouttes

Pour faire suite à l'étude de la direction des écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige, nous présentons deux cas particuliers que nous avons observés lors du visionnement des fichiers de vidéomicroscopie de la fusion des cristaux de neige. Dans le premier exemple présenté à la figure 26, la fin de la fusion de la dendrite stellaire 220 P2a montre la formation de trois gouttes d'eau au lieu d'une seule. À la figure 27, six gouttes d'eau se forment à la fin de la fusion de la dendrite stellaire 175 P2c. Or, selon la littérature (34), les écoulements du film mince d'eau se dirigent uniquement vers le centre géométrique du cristal de neige pour former une seule goutte d'eau. Ainsi, la formation de plusieurs gouttes d'eau à la fin de la fusion est tout à fait inconcevable. Par contre, selon nos observations, les écoulements du film mince d'eau de fonte peuvent se diriger vers le centre du cristal de neige et également vers ses extrémités. De cette façon, il est donc possible que la fusion des cristaux de neige se termine avec la formation de plusieurs gouttes d'eau. Ce phénomène est observé pour des dendrites ayant des extrémités plus volumineuses que le centre. Lorsqu'il y a suffisamment d'eau de fonte aux extrémités, la tension de surface favorise l'accumulation de l'eau de fonte à cet endroit.

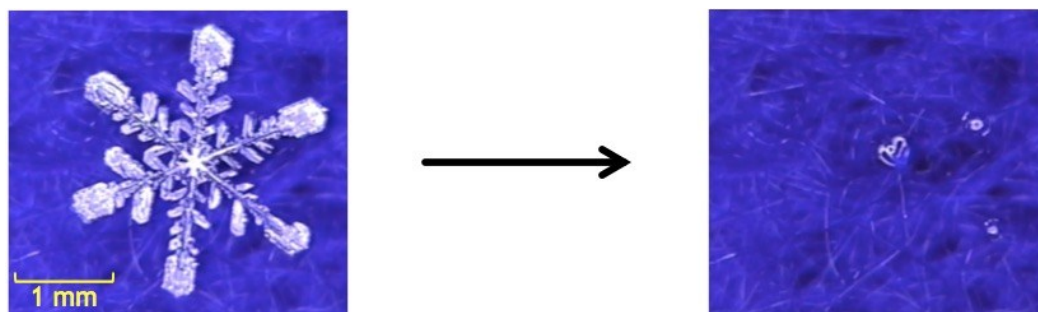


Figure 26. Formation de trois gouttes d'eau à la fin de la fusion de la dendrite stellaire 220 P2a.

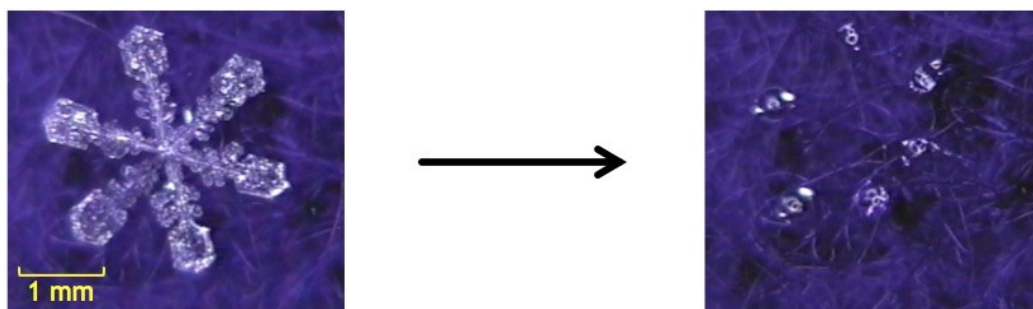


Figure 27. Formation de six gouttes d'eau à la fin de la fusion de la dendrite stellaire 175 P2c.

### 3.4. Mesure de vitesses d'écoulement

Dans cette section, nous présentons les observations et les résultats obtenus concernant les différentes mesures de vitesses d'écoulement du film mince d'eau à la surface des différents types de cristaux de neige.

#### 3.4.1. Écoulement du film mince sur deux branches

Le tableau 4 présente les observations et les résultats expérimentaux du comportement de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface de deux branches de différents types de cristaux stellaires. Afin de faciliter la compréhension du tableau 4, la figure 28 montre un exemple de l'observation d'un écoulement du film mince sur deux branches de la dendrite stellaire #32 et la façon de scinder l'écoulement du film mince en deux parties.

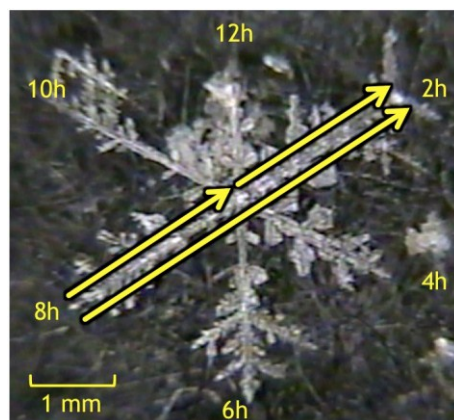


Figure 28. Écoulement du film mince sur deux branches de la dendrite stellaire #32.

Tableau 4. Comportement de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface de deux branches de cristaux stellaires.

Identification du cristal de neige	Direction de l'écoulement sur deux branches	Vitesse de l'écoulement (mm/s)	Direction de l'écoulement sur une branche	Vitesse de l'écoulement (mm/s)
Dendrite stellaire #32	8h vers 2h	$1,69 \pm 0,07$	8h vers centre centre vers 2h	$2,3 \pm 0,3$ $1,6 \pm 0,1$
Dendrite stellaire givrée 162 R2b	1h vers 7h	$1,12 \pm 0,07$	1h vers centre centre vers 7h	$1,6 \pm 0,3$ $1,0 \pm 0,1$
Dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e	11h vers 5h	$0,84 \pm 0,03$	11h vers centre centre vers 5h	$1,00 \pm 0,06$ $0,70 \pm 0,04$
Plateau stellaire 114	9h vers 3h	$1,3 \pm 0,1$	9h vers centre centre vers 3h	$1,7 \pm 0,4$ $0,78 \pm 0,09$
Plateau stellaire fendu 258 P2e	4h vers 6h	$0,60 \pm 0,03$	4h vers centre centre vers 6h	$0,8 \pm 0,1$ $0,53 \pm 0,04$
Plateau stellaire givré 296 R2a	12h vers 6h	$1,9 \pm 0,2$	12h vers centre centre vers 6h	$4 \pm 1$ $0,78 \pm 0,09$

Pour la dendrite stellaire #32, un écoulement débute de l'extrémité de la branche de 8h passant au centre du cristal pour ensuite se diriger vers l'extrémité de la branche de 2h. La vitesse d'écoulement du film mince calculée pour toute cette longueur est de 1,69 mm/s. Ensuite, cette longueur d'écoulement est décomposée en deux parties, comme illustrées à la figure 28, soit une partie pour l'écoulement débutant de l'extrémité de la branche de 8h jusqu'au centre du cristal et une autre partie pour l'écoulement débutant du centre du cristal vers l'extrémité de la branche de 2h. Pour la première partie de l'écoulement, la vitesse obtenue est de 2,3 mm/s qui est supérieure à la vitesse d'écoulement pour la longueur totale de l'écoulement. La vitesse de la deuxième partie de l'écoulement, soit du centre du cristal vers l'extrémité de la branche de 2h, est beaucoup plus petite soit 1,6 mm/s, ce qui est inférieur à la vitesse d'écoulement pour la



longueur totale de l'écoulement. Les résultats obtenus pour les autres types de cristaux montrent la même tendance.

L'écoulement se produisant sur la longueur totale, soit d'une extrémité d'une branche en passant par le centre du cristal pour se diriger vers l'autre extrémité, est causé par un gradient de pression à l'intérieur du film mince. Cependant, la viscosité est la force qui s'oppose à cet écoulement. De fait, la viscosité entraîne une chute de pression proportionnelle à la longueur de l'écoulement. Ainsi, la viscosité  $\eta$ , présente tout au long de l'écoulement, diminue l'effet de la pression  $p$  le long de l'écoulement, ce qui produit une diminution de la vitesse  $u$  du film mince sur toute la longueur de l'écoulement tel que montré à la figure 29.

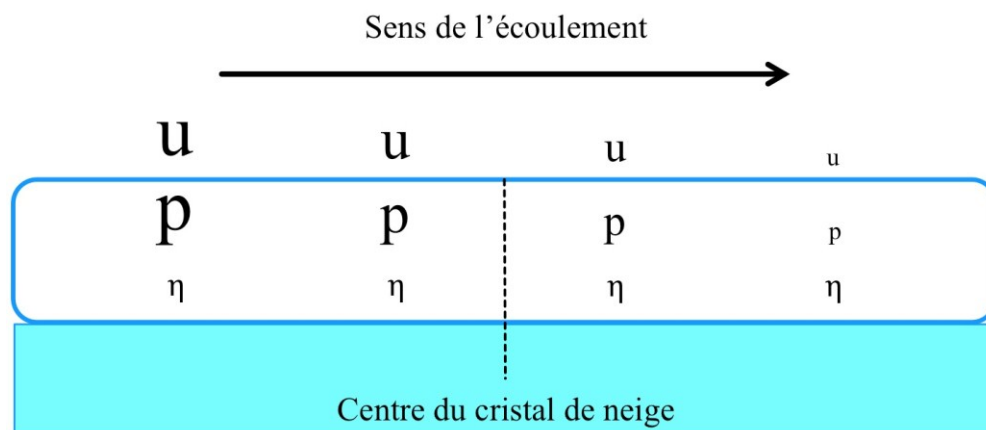


Figure 29. Effet de la viscosité sur la vitesse d'écoulement du film mince.

Pour la première partie de l'écoulement du film mince, soit de l'extrémité d'une branche vers le centre, on remarque une vitesse d'écoulement plus élevée en raison d'un effet moindre de la viscosité et d'un gradient de pression plus élevé en début d'écoulement comme il est montré dans la section 3.3.3.

Dans la deuxième partie, lorsque l'écoulement débute au centre du cristal, le gradient de pression est plus faible par rapport au tout début de l'écoulement ainsi que la vitesse. À ce moment, la viscosité poursuit son opposition à l'écoulement avec la même intensité, réduisant davantage la

vitesse d'écoulement du film mince. C'est pourquoi la vitesse d'écoulement dans la deuxième partie est plus faible que dans la première.

Notons également que les aspérités de la surface du cristal de neige peuvent aussi contribuer à diminuer la vitesse d'écoulement du film mince à la surface du cristal de neige.

### 3.4.2. Vitesses d'écoulement sur un segment

Les résultats suivants regroupent deux catégories de mesures de vitesses d'écoulement du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. La première catégorie représente les résultats de vitesses d'écoulement du film mince lorsque les écoulements se produisent sur un même segment de la surface d'un cristal de neige, dans une même direction et à différents moments au cours de la fusion. La deuxième catégorie désigne les résultats de vitesses pour des écoulements sur un même segment de la surface d'un cristal de neige, mais qui se dirigent dans des directions opposées lors de la fusion.

#### 3.4.2.1. Écoulements dans la même direction

À titre d'exemple, la figure 30 présente deux écoulements consécutifs du film mince d'eau de fonte débutant au centre de la dendrite stellaire pour se diriger à l'extrémité de la branche de 2h. Ces écoulements sont observés à des temps différents lors de la fusion.



Figure 30. Écoulements unidirectionnels du film mince sur un segment de la dendrite stellaire 239 P1e.

Le tableau 5 présente les observations et les résultats expérimentaux de mesures de vitesses d'écoulement reliés à deux écoulements du film mince sur le même segment de la surface d'un cristal de neige.

Tableau 5. Vitesses d'écoulement du film mince lors de deux passages unidirectionnels sur un segment d'un cristal de neige.

Identification du cristal de neige	Direction de l'écoulement	Temps dynamique (s) ( $\pm 0,5$ )	Vitesse de l'écoulement (mm/s)
Balles à plateaux givrées #2	haut vers bas	17,1	$0,9 \pm 0,3$
	haut vers bas	23,4	$0,91 \pm 0,08$
Dendrite stellaire 239 P1e	centre vers 2h	4,6	$0,80 \pm 0,06$
	centre vers 2h	5,2	$1,3 \pm 0,2$
Dendrite stellaire givrée 142 R2a	centre vers 1h	16,5	$0,26 \pm 0,01$
	centre vers 1h	18,6	$0,56 \pm 0,04$
Irrégulier 148 P5	10h vers centre	7,9	$0,23 \pm 0,02$
	10h vers centre	11,3	$1,0 \pm 0,1$
Plateau stellaire #11	10h vers 12h	6,1	$0,7 \pm 0,3$
	10h vers 12h	7,1	$0,8 \pm 0,3$
Plateau stellaire givré 305 R2b	centre vers 5h	4,4	$0,8 \pm 0,1$
	centre vers 5h	5,3	$1,2 \pm 0,2$

Les résultats de vitesses d'écoulement du film mince, pour les balles à plateaux givrées #2, montrent un premier écoulement débutant à partir de l'extrémité du haut des balles à plateaux pour se diriger vers l'extrémité du bas. La vitesse d'écoulement du film mince est de 0,9 mm/s. Lors d'un deuxième écoulement dans la même direction, environ quatre secondes plus tard, nous mesurons une vitesse de 0,91 mm/s. La fonte des extrémités des balles à plateaux se fait de façon à ce que les rayons de courbure des extrémités demeurent presque égaux, tels que présentés à la

figure 31, pendant la fusion. Ceci génère de faibles différences de gradient de pression entre les extrémités causant des vitesses d'écoulement du film mince du même ordre de grandeur pendant la fonte des balles à plateaux.

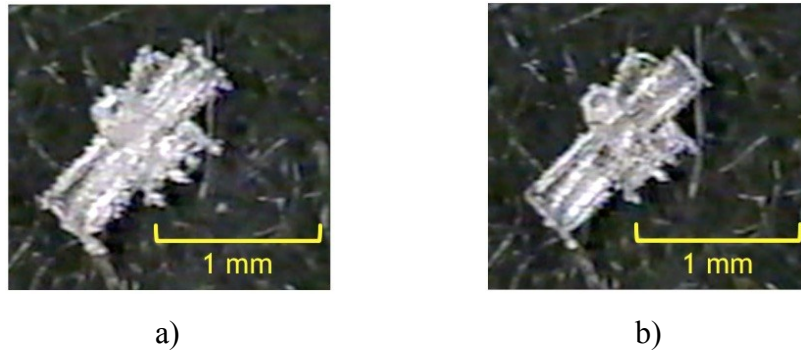


Figure 31. Fusion des balles à plateaux givrées #2 a) à 17,1 secondes et b) à 23,4 secondes.

Pour les cristaux stellaires, les résultats du tableau 5 indiquent que la vitesse d'écoulement du film mince augmente avec la progression de la fusion. Par exemple, pour la dendrite stellaire 239 P1e, nous observons un premier écoulement du film mince débutant au centre du cristal pour se diriger vers l'extrémité de la branche de 2h avec une vitesse d'écoulement de 0,80 mm/s. Un peu plus tard durant la fusion, un deuxième écoulement du film mince se produit dans la même direction avec une vitesse d'écoulement supérieure, soit 1,3 mm/s.

On peut expliquer la croissance de la vitesse d'écoulement du film mince, à la surface des cristaux stellaires, par l'augmentation de l'épaisseur du film mince au cours de la progression de la fusion. Nous savons qu'un gradient de pression engendre un écoulement et forme un taux de cisaillement ou un gradient de vitesse, perpendiculaire à l'écoulement du film mince. La vitesse du film mince en contact avec la surface du cristal de neige est égale à zéro, car il y a condition de non-glissement, tandis que la vitesse d'écoulement à la surface libre du film mince est maximale. Ainsi, avec le déroulement de la fusion, l'épaisseur de l'eau de fonte augmente à la surface du cristal entraînant ainsi une croissance de la vitesse d'écoulement à la surface libre du film mince.

Il est possible que l'augmentation de la vitesse d'écoulement du film mince soit reliée au lissage des aspérités de la surface des cristaux de neige par l'ajout d'eau de fonte au cours de la fusion. En effet, au début de la fusion, la surface des cristaux de neige est recouverte d'aspérités. La croissance du film mince favorise l'arrondissement des aspérités de la surface des cristaux de neige, ce qui facilite l'écoulement du film mince.

Les résultats obtenus pour le plateau stellaire #11 montrent que la vitesse d'écoulement du film mince augmente légèrement lors du deuxième passage du film mince du sommet de 10h vers le sommet de 12h. Comme on le remarque à la figure 32, le cristal ressemble à un plateau hexagonal ayant de petites excroissances. Une hypothèse avancée pour expliquer la faible croissance de vitesse d'écoulement du film mince réside dans le fait que les sommets possèdent des rayons de courbure qui demeurent sensiblement égaux pendant la fusion, comme dans le cas des balles à plateaux givrées. Ceci génère donc des différences de gradient de pression qui sont du même ordre de grandeur pendant la fonte du plateau stellaire #11.

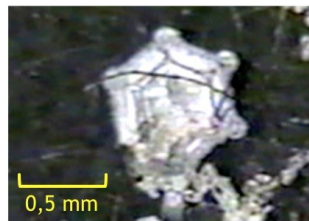


Figure 32. Plateau stellaire #11.

#### 3.4.2.2. *Écoulements en directions opposées*

Dans le prochain tableau de résultats, le tableau 6, nous présentons les mesures de vitesses d'écoulement lors du passage multiple d'un écoulement du film mince sur un même segment de la surface du cristal de neige, mais dans des directions opposées comme illustrées à la figure 33.

Pour la colonne à plateaux #67, les résultats indiquent une vitesse d'écoulement constante pour les deux premiers écoulements, soit 0,6 mm/s, et une légère baisse de la vitesse d'écoulement lors du dernier écoulement, soit 0,41 mm/s. Au même titre que les balles à plateaux, la colonne à

plateaux possède des plateaux à ses extrémités produisant de faibles différences de gradient de pression entre ses extrémités. Ceci entraîne des vitesses constantes en tenant compte de l'incertitude sur les mesures de vitesse d'écoulement, comme c'est le cas ici.

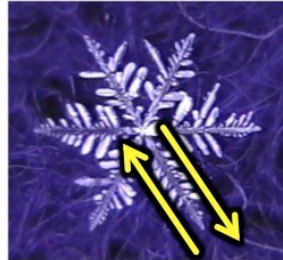


Figure 33. Écoulements du film mince sur un segment de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e en directions opposées.

Tableau 6. Vitesses d'écoulement du film mince lors de passages multiples en directions opposées sur un même segment d'un cristal de neige.

Identification du cristal de neige	Direction de l'écoulement	Temps dynamique (s) ( $\pm 0,5$ )	Vitesse de l'écoulement (mm/s)
Colonne à plateaux #67	bas vers haut	5,2	$0,6 \pm 0,1$
	haut vers bas	7,2	$0,6 \pm 0,1$
	bas vers haut	9,3	$0,41 \pm 0,07$
Dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e	centre vers 5h	5,8	$0,70 \pm 0,04$
	5h vers centre	8,2	$2,2 \pm 0,4$
	centre vers 5h	9,1	$3 \pm 1$

Lors d'un premier écoulement du film mince partant du centre de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e pour se diriger vers l'extrémité de la branche de 5h, la vitesse d'écoulement est de 0,70 mm/s. Au deuxième écoulement, qui se dirige de l'extrémité de la branche de 5h vers le centre, nous obtenons une vitesse supérieure, soit 2,2 mm/s. L'écoulement

suivant montre également que la vitesse d'écoulement augmente au cours de la fusion. Ces résultats s'interprètent de la même façon que ceux obtenus dans le tableau 5 pour les dendrites stellaires. Une augmentation de l'épaisseur de l'eau de fonte en cours de fusion favorise la formation d'un gradient de vitesse perpendiculaire à l'écoulement dont la vitesse d'écoulement à la surface libre est maximale. Également, le lissage des aspérités de la surface des cristaux de neige pendant leur fonte favorise une croissance de la vitesse d'écoulement du film mince.

### 3.4.3. Relation entre les vitesses d'écoulement et le temps

Nous présentons maintenant les vitesses d'écoulement qui se produisent à la surface d'un cristal de neige à différents moments de l'étape du film mince. À titre d'exemple, le tableau 7 présente toutes les mesures de vitesses d'écoulement du film mince de la dendrite stellaire 160 bizz qui ont été observées et ce, peu importe la branche et la direction des écoulements.

Tableau 7. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire 160 bizz.

Direction de l'écoulement	Temps dynamique (s) ( $\pm 0,5$ )	Vitesse de l'écoulement (mm/s)
11h vers 5h	3,5	$0,53 \pm 0,05$
9h vers centre	7,1	$1,2 \pm 0,2$
3h vers centre	7,7	$0,91 \pm 0,05$
centre vers 9h	11,0	$4 \pm 1$

Afin de mieux visualiser les vitesses d'écoulement du film mince de la dendrite stellaire 160 bizz au cours de sa fusion, nous utilisons une représentation graphique (Figure 34).

Dans les figures 34 à 39, nous présentons les graphiques de dendrites stellaires ainsi que ceux de cristaux contenant des plateaux à leurs extrémités. Ces graphiques représentent la vitesse d'écoulement du film mince d'eau à la surface de ces cristaux de neige en fonction du temps

dynamique de la fusion. Le temps dynamique correspond au temps médian de l'évènement de l'écoulement du film mince calculé à partir du début de la fusion du cristal de neige.

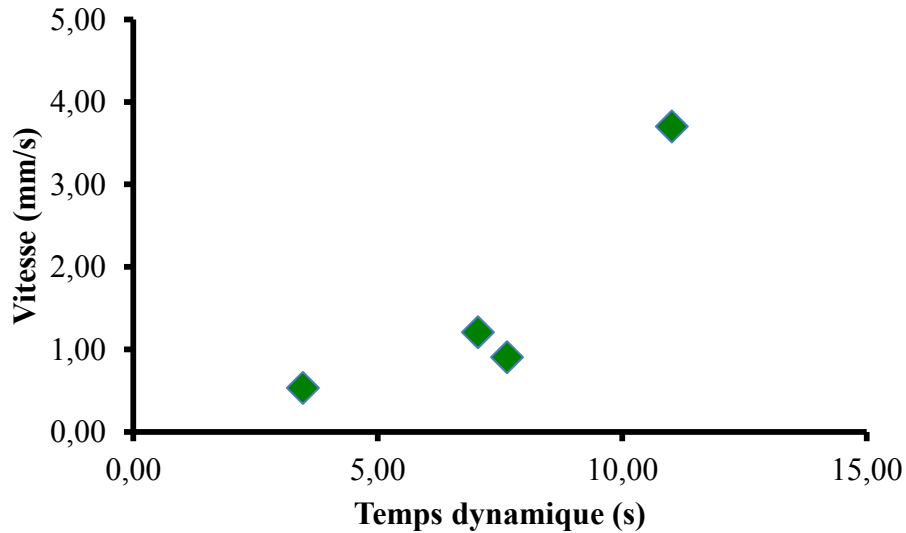


Figure 34. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire 160 bizz.

Dans le cas des cristaux stellaires aux figures 34 à 37, nous remarquons que la vitesse d'écoulement du film mince à la surface des dendrites augmente avec le temps de la fusion. On peut interpréter ces résultats comme dans les sections précédentes, c'est-à-dire que l'épaisseur du film mince augmente au cours de la fusion augmentant ainsi la vitesse d'écoulement du film mince à la surface libre. Les points obtenus suivent la tendance d'une fonction du second degré. Nous pouvons nous attendre à ce comportement en supposant que les écoulements du film mince suivent un écoulement de Newton, c'est-à-dire que les écoulements se déversent dans une conduite ouverte. À ce moment, elles suivent l'équation de Newton [1.4] où la vitesse est une fonction parabolique pour un écoulement laminaire (19).

Par contre, pour les cristaux contenant des plateaux à leurs extrémités tels que les balles à plateaux et les colonnes à plateaux qui sont présentées dans les figures 38 et 39, les résultats indiquent de faibles mesures de vitesse d'écoulement du film mince qui demeurent généralement constantes lors de la fusion. On peut interpréter ces résultats de la même manière que présentée



dans les sections précédentes, c'est-à-dire par la présence de rayons de courbure aux extrémités qui diminuent de façon égale pendant la fusion comme présentée à la figure 31. Ce faisant, de faibles différences de gradient de pression entre les extrémités sont générées, produisant de faibles vitesses d'écoulement qui demeurent du même ordre de grandeur durant la fusion.

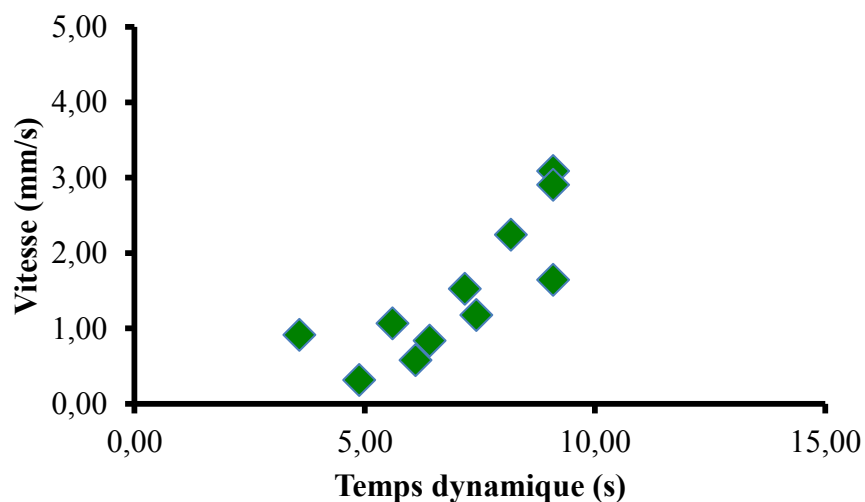


Figure 35. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la dendrite stellaire semblable à une fougère 134 P1e.

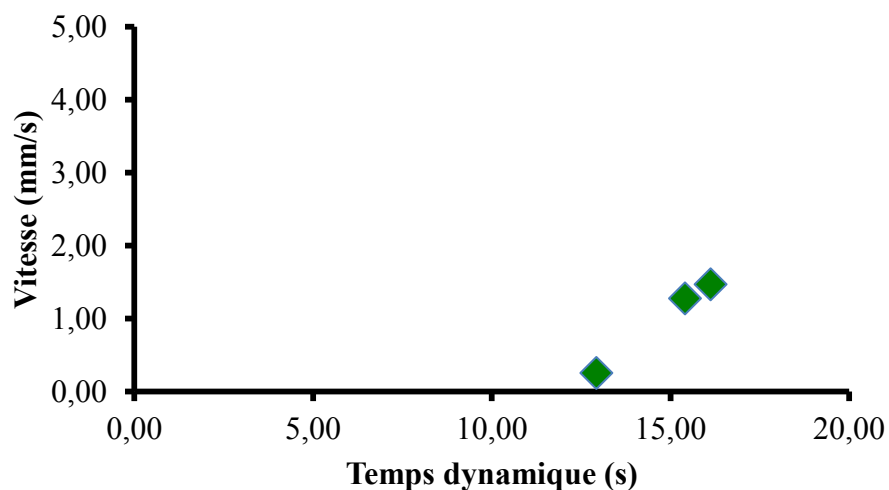


Figure 36. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion du plateau stellaire 114.

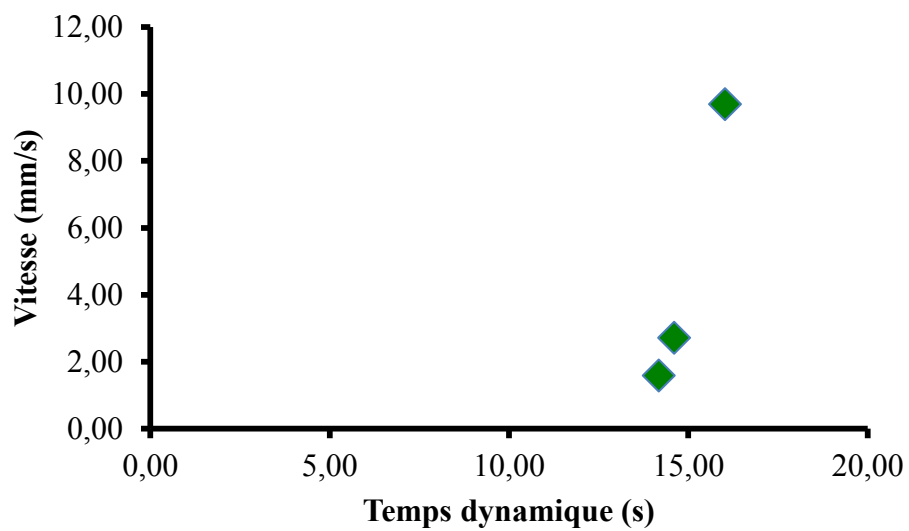


Figure 37. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion du plateau stellaire givré 120.

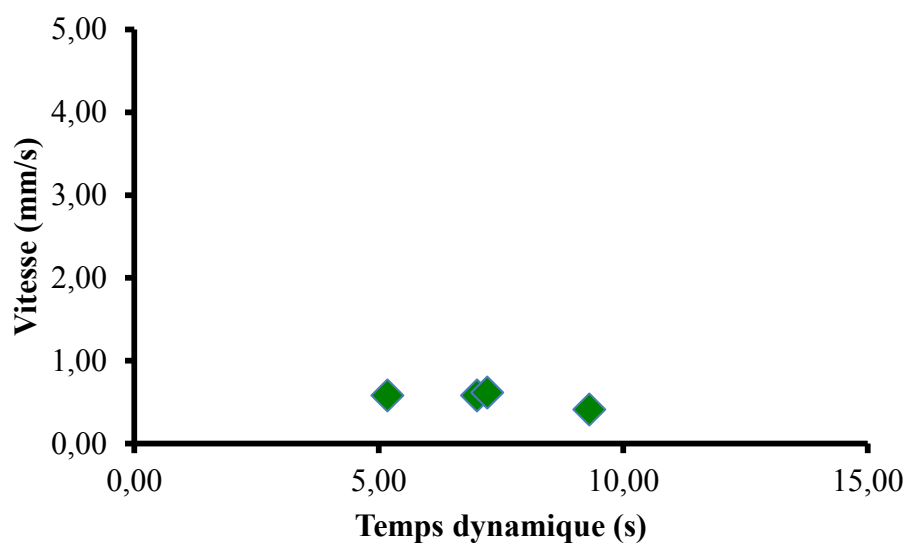


Figure 38. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion de la colonne à plateaux #67.

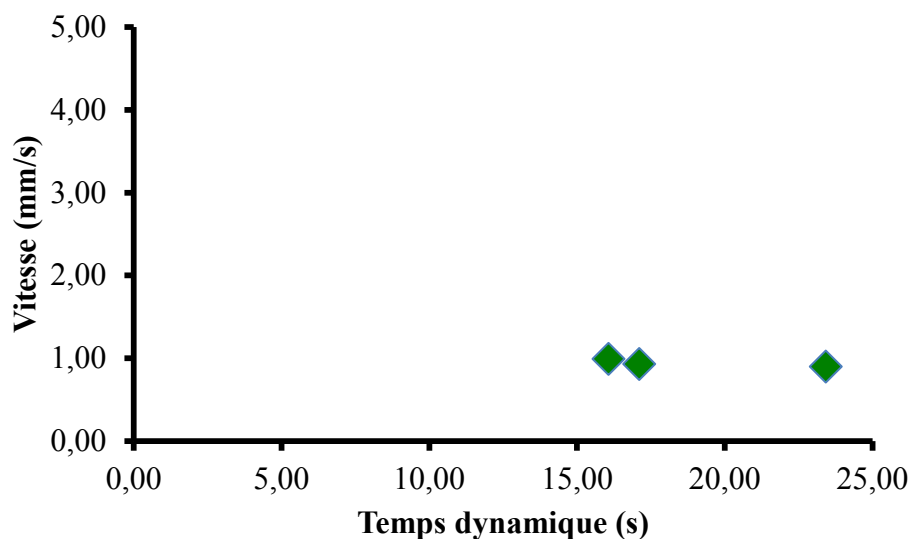


Figure 39. Vitesses d'écoulement du film mince lors de la fusion des balles à plateaux givrées #2.

#### 3.4.4. Distribution des vitesses d'écoulement selon le type de cristal de neige

Le graphique de la figure 40 illustre la répartition des vitesses d'écoulement du film mince pour tous les types de cristaux de neige étudiés. Les colonnes bleues sont délimitées par les vitesses minimale et maximale et représentent donc une plage à l'intérieur de laquelle on retrouve l'ensemble des vitesses d'écoulement mesurées. Le nombre au-dessus de chaque colonne désigne le nombre de mesures de vitesses d'écoulement du film mince pour chaque type de cristaux de neige. Comme nous le constatons, la vitesse d'écoulement du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige se situe entre 0,05 et 10 mm/s.

Nous remarquons également que les cristaux de type stellaire, ainsi que les amas d'aiguilles givrées, possèdent une grande diversité de mesures de vitesses d'écoulement du film mince à leur surface représentée par l'étendue des colonnes bleues.

Cependant, pour les cristaux de neige possédant des plateaux à leurs extrémités, comme les balles à plateaux et les colonnes à plateaux, nous obtenons de faibles mesures de vitesses très peu diversifiées, voire sensiblement constantes, constatées par l'absence des colonnes bleues. Ces

résultats de vitesses faibles et presque constantes sont attribuables à la faible différence de gradient de pression entre les extrémités de ces cristaux de neige comme il a été mentionné dans la section 3.4.2.1.

Les carrés noirs à l'intérieur des colonnes bleues représentent la vitesse médiane des écoulements du film mince d'eau de fonte à la surface des cristaux de neige. On remarque des petites valeurs de la vitesse médiane pour chaque type de cristaux de neige qui s'interprète par la présence d'une majorité de vitesses d'écoulement inférieures à 2,0 mm/s pour chaque catégorie de cristaux, comme on peut le constater dans les graphiques des figures 34 à 39. La moyenne des vitesses médianes vaut  $1,1 \pm 0,3$  mm/s.

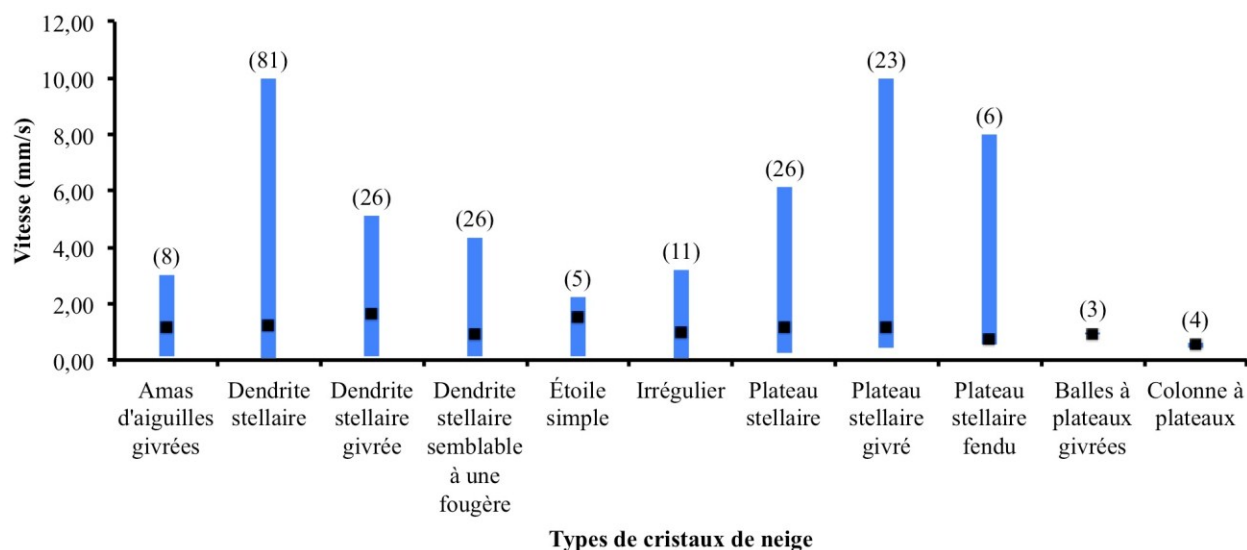


Figure 40. Distribution de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface des différents types de cristaux de neige.

### 3.5. Nombre de Reynolds

#### 3.5.1. Détermination du type d'écoulement

Dans cette section, nous déterminons le nombre de Reynolds afin de qualifier le type d'écoulement du film mince à la surface des cristaux de neige, à savoir si ces écoulements sont laminaires ou turbulents. Nous savons que les écoulements du film mince d'eau s'effectuent en

surface libre, car l'eau de fonte s'écoule à la surface du cristal de neige. Nous avons vu dans la section 1.6.2., que le nombre de Reynolds est inférieur à 500 pour un écoulement laminaire en surface libre et supérieur à 2000 pour un écoulement turbulent.

Nous avons utilisé les valeurs du tableau 8 afin de calculer le nombre de Reynolds à l'aide de l'équation [1.8] qui fait le rapport entre les forces inertielles reliées à la vitesse d'écoulement et les forces visqueuses.

Tableau 8. Valeurs pour le calcul du nombre de Reynolds.

$\rho$	Masse volumique de l'eau	997 kg/m <sup>3</sup>
$u$	Vitesse de l'écoulement	10 x 10 <sup>-3</sup> m/s
$l$	Épaisseur de l'écoulement	1 x 10 <sup>-5</sup> m
$\eta$	Viscosité de l'eau	1,798 x 10 <sup>-3</sup> Pa · s

Le choix de ces valeurs s'explique comme suit : les valeurs de la masse volumique et de la tension superficielle de l'eau sont celles à 0 °C, ce qui correspond à la température de transition de phase de la fusion d'un cristal de neige. Pour la vitesse d'écoulement du film mince, nous avons choisi la plus grande valeur de vitesse d'écoulement afin d'obtenir le plus grand nombre de Reynolds. Comme il était impossible d'évaluer l'épaisseur de l'écoulement du film mince, nous avons utilisé l'épaisseur moyenne d'un cristal de neige trouvée dans la littérature (48), c'est-à-dire 10 µm. Il est évident que cette valeur est beaucoup plus grande que la valeur réelle de l'épaisseur du film mince d'eau à la surface du cristal de neige. Ce choix s'est fait dans le but d'évaluer la limite supérieure du nombre de Reynolds caractéristique des écoulements observés.

À l'aide de ces valeurs, nous avons trouvé un nombre de Reynolds de 0,06 en utilisant l'équation [1.8]. Ce résultat confirme que les écoulements du film mince à la surface des cristaux de neige sont laminaires ( $Re < 500$ ) comme l'avait suggéré Gauthier (33) et ce, malgré le fait que nous ayons utilisé une valeur surestimée pour l'épaisseur de l'écoulement du film mince et la plus grande valeur de vitesse d'écoulement du film mince. On peut en déduire que pour l'ensemble des mesures de vitesses d'écoulement du film mince à la surface des cristaux de neige, la valeur

du nombre de Reynolds est inférieure ou égale à 0,06, cette dernière valeur étant maximale. Ces valeurs du nombre de Reynolds indiquent que les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige sont lents et dominés par les forces visqueuses, aussi probablement par les aspérités de la surface des cristaux de neige, et non par les forces inertielles reliées à la vitesse.

### 3.5.2. Estimation de l'épaisseur de l'écoulement du film mince

Sachant que les écoulements du film mince d'eau de fonte à la surface des cristaux de neige sont laminaires, il est possible de déterminer une estimation de l'épaisseur du film mince lors de son écoulement à partir de deux approches. La première approche, basée sur la dérivée de la loi de la viscosité de Newton, utilise l'équation [1.4]. La seconde approche s'appuie sur l'équation de Navier-Stokes, réécrite sous la forme d'une loi d'échelle, qui est représentée par l'équation [1.14]. Le détail des calculs de l'estimation de l'épaisseur de l'écoulement du film mince est présenté en annexe. Le tableau 9 présente les résultats de l'estimation de l'épaisseur de l'écoulement du film mince pour les amas d'aiguilles givrées selon les deux approches.

Tableau 9. Estimation de l'épaisseur du film mince d'eau selon deux approches.

Identification de l'amas d'aiguilles givrées	Épaisseur du film mince selon [1.4] ( $\mu\text{m}$ )	Épaisseur du film mince selon [1.14] ( $\mu\text{m}$ )
153 R1a	$5 \pm 4$	$2 \pm 2$
156 R1a	$7 \pm 12$	$2 \pm 4$
158 R1a (centre)	$3 \pm 3$	$1 \pm 1$
158 R1a (droite)	$6 \pm 14$	$2 \pm 5$

On remarque que les valeurs de l'épaisseur calculées avec l'équation [1.4] de la loi de Newton sont environ 3 fois plus élevées que celles provenant de l'équation [1.14]. Ceci s'explique par le facteur 4 de l'équation [1.4] et par les différentes mesures de vitesses utilisées. En effet, pour la relation de Newton, nous avons pris la valeur maximale de la vitesse d'écoulement en attribuant la valeur 0 à la variable  $s$ , la distance à partir du centre du cylindre. De cette façon, il est possible de calculer  $r$ , l'épaisseur de l'écoulement du film mince. Pour l'équation [1.14], nous avons

utilisé la vitesse moyenne qui a été obtenue en divisant par deux la vitesse de l'écoulement du film mince. Selon la relation de la loi de Newton, l'épaisseur moyenne de l'écoulement du film mince est d'environ 5  $\mu\text{m}$  alors qu'elle vaut environ 2  $\mu\text{m}$  pour la relation [1.14].

De façon générale, l'estimation de l'épaisseur de l'écoulement du film mince varie de 1 à 7  $\mu\text{m}$ . L'ordre de grandeur des valeurs estimées est réaliste par rapport à l'épaisseur moyenne d'un cristal de neige évalué à 10  $\mu\text{m}$ . Ces calculs nous donnent une idée de l'épaisseur de l'écoulement du film mince.

### **3.6. Relation entre les transformations physiques et la diminution de la taille des cristaux de neige lors de la fusion**

Nos travaux de recherche se sont principalement concentrés sur l'analyse du film mince. Cependant, nous avons également étudié le processus de la fusion dans son ensemble comme il a été mentionné au début de ce chapitre. Dans cette section, nous présentons une analyse exploratoire des graphiques de la taille des cristaux de neige au cours de leur fusion qui sont tirés du mémoire de Gauthier (33). L'analyse de ces graphiques (Figures 41 à 44) est effectuée en reliant les points possédant la même pente. Ensuite, les changements de pente sur la courbe du graphique sont identifiés à l'aide de droites pointillées verticales. En notant les temps où les changements de pente se produisent sur le graphique, nous constatons, en regardant le fichier de vidéomicroscopie, que ces temps correspondent aux transformations physiques des cristaux de neige lors de leur fusion.

À la figure 41, le graphique présente une courbe dont l'inclinaison négative indique que la taille de la colonne à plateaux givrée #1 diminue avant le début de la fusion entre 0 et 29 secondes. Ceci correspond à la sublimation de la colonne qui est confirmée lors du visionnement du fichier de vidéomicroscopie. Ensuite, le film mince se forme à la surface de la colonne à plateaux à partir de la 29<sup>e</sup> seconde. L'étape du film mince est de 17 secondes. Au deuxième changement de pente qui se produit à la 41<sup>e</sup> seconde, la formation du film épais débute et se poursuit jusqu'à la 46<sup>e</sup> seconde. Par la suite, après le troisième changement de pente, la goutte d'eau enveloppe les restes du cristal de neige qui termine sa fusion, indiquée par la pente négative de la courbe de la taille de la colonne à plateaux en fonction du temps. Lorsque nous comparons les pentes des

étapes du film mince et du film épais, nous observons que la pente du film épais est plus élevée que celle du film mince, ce qui indique que la fusion des extrémités est plus rapide lorsque le film est épais que lorsqu'il est mince.

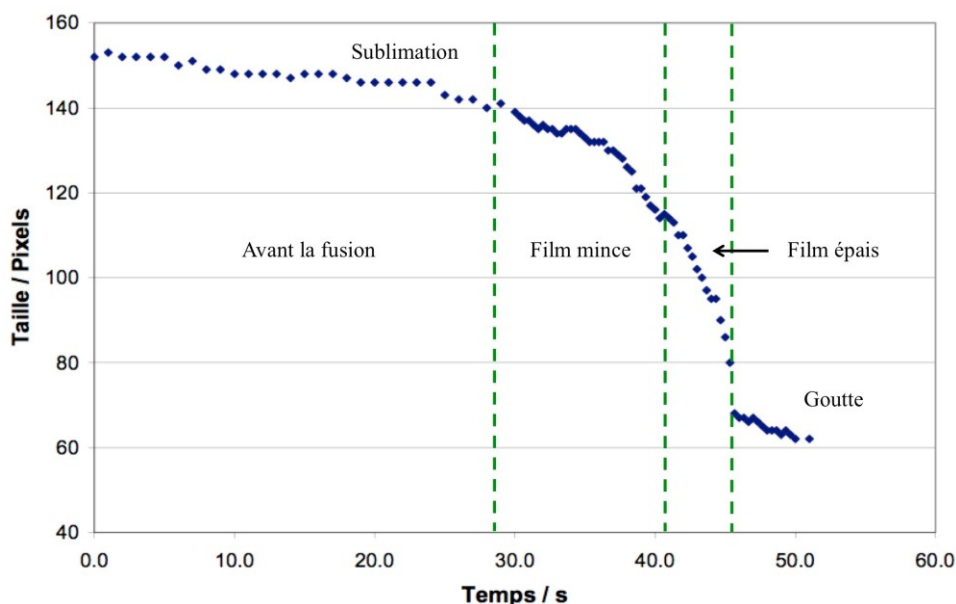


Figure 41. Transformations physiques et taille de la colonne à plateaux givrée #1 lors de sa fusion.

Le graphique de la figure 42 illustre la taille de la dendrite stellaire semblable à une fougère #28 lors de sa fusion. La présence des six courbes colorées représente chacune des branches de différentes longueurs de la dendrite stellaire. Avant le début de la fusion, la section horizontale de la courbe indique qu'il n'y a pas eu de sublimation de la dendrite. Ceci corrobore l'observation du fichier de vidéomicroscopie. Le premier changement de pente, à environ 16,5 secondes pour l'ensemble des courbes, correspond au début de la formation du film mince d'eau à la surface de la dendrite. L'étape du film mince se termine à 22 secondes pour l'ensemble des courbes des branches de la dendrite et le film épais prend la relève. L'enregistrement du fichier de vidéomicroscopie ne permet pas d'observer la formation de la goutte d'eau, car il s'arrête à l'étape du film épais comme le montre le graphique de la taille de la dendrite en fonction du temps de la fusion. On remarque que l'inclinaison des courbes du film épais est plus prononcée que celle du film mince. Ce qui suggère que la fusion des extrémités de la dendrite est plus



rapide à l'étape du film épais comme l'avait rapporté Knight (26). En effet, en visionnant le fichier de la dendrite #28, on observe que les extrémités recouvertes d'un mince film d'eau fondent plus rapidement que la partie du cristal se trouvant à l'intérieur de la goutte d'eau au centre du cristal.

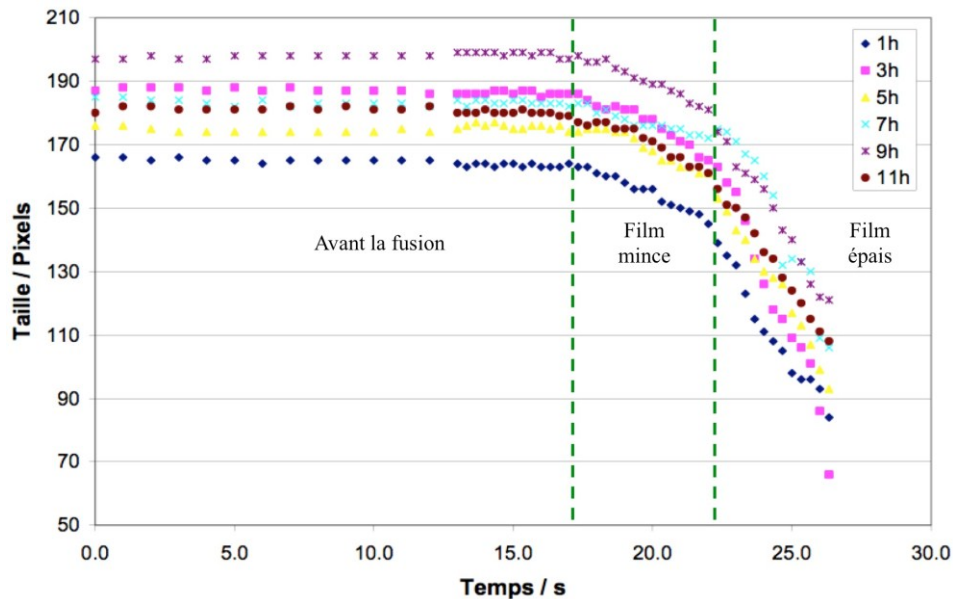


Figure 42. Transformations physiques et taille de la dendrite stellaire semblable à une fougère #28 lors de sa fusion.

Les observations concernant le graphique de la taille de la dendrite stellaire #39 en fonction du temps de la figure 43 sont similaires à celles de la figure 42. Le premier changement de pente, indiqué par la droite pointillée verticale correspondant à la formation du film mince d'eau à la surface de cette dendrite, se base sur les courbes des branches de 1h, 3h, 5h et 11h. Nous avons considéré l'ensemble des courbes des branches de la dendrite stellaire pour le deuxième changement de pente. Dans le fichier de vidéomicroscopie, la formation de la goutte d'eau à la fin de la fusion est très rapide. De fait, il n'apparaît pas de changement d'inclinaison des courbes de la taille des branches de la dendrite à la fin de l'étape du film épais, car le fichier de vidéomicroscopie se termine immédiatement après la formation de la goutte d'eau. Pour ce qui est de l'inclinaison des pentes des films mince et épais, nous constatons encore une fois que la fusion des extrémités est plus rapide lorsque le film est épais.

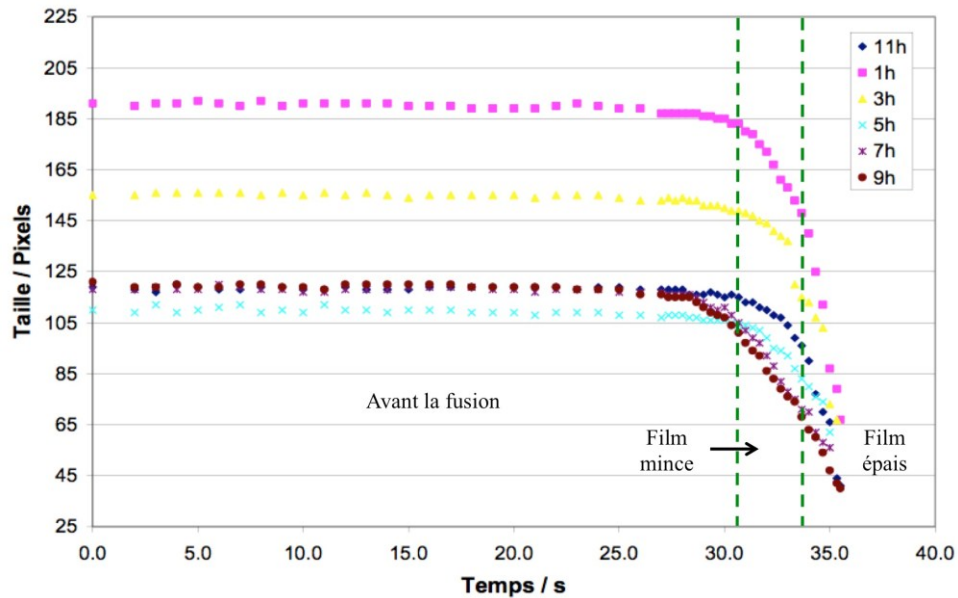


Figure 43. Transformations physiques et taille de la dendrite stellaire #39 lors de sa fusion.

Enfin, le graphique de la figure 44, illustrant la taille de l'amas d'aiguilles givrées #147 R1a lors de sa fusion, indique qu'il n'y a pas eu de sublimation avant le début de la fusion en raison de la présence du segment horizontal de la courbe montrant que la taille de l'amas d'aiguilles est demeurée constante pendant les 34 premières secondes. Ceci est également observé lors du visionnement du fichier de vidéomicroscopie. Ensuite, l'étape du film mince d'eau débute au premier changement de pente pour se terminer à environ 40,5 secondes où le film épais commence à se former. Quatre secondes plus tard, la goutte d'eau se forme. Sur le graphique, à partir de 47 secondes, on remarque un segment horizontal qui indique que la fusion est terminée, que seule la goutte d'eau est présente, ce qui correspond avec l'observation du fichier de vidéomicroscopie de l'amas d'aiguilles givrées #147.

Ainsi, nous constatons qu'il existe une relation entre les changements de pente de la courbe de la taille des cristaux de neige en fonction du temps de la fusion et les transformations physiques des cristaux de neige observés avant et pendant le processus de fusion.

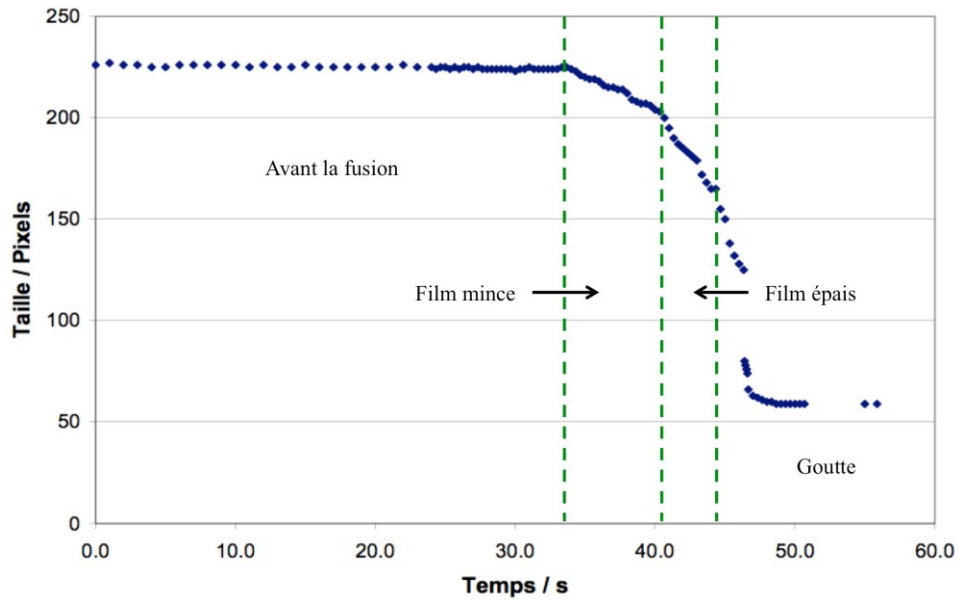


Figure 44. Transformations physiques et taille de l'amas d'aiguilles givrées #147 R1a lors de sa fusion.

## CHAPITRE 4. DISCUSSION

Ce mémoire est basé sur les observations de 329 fichiers de vidéomicroscopie de la fusion de cristaux de neige récoltés à l'automne 2005 et à l'hiver 2006. Il est à noter que les enregistrements des expériences de fusion des cristaux de neige naturels ont été effectués dans des conditions de température, de pression et d'humidité ambiantes non contrôlées. Notre étude porte principalement sur les écoulements du film mince d'eau de fonte à la surface des cristaux de neige naturels en fusion.

Suite à nos observations des fichiers de vidéomicroscopie, nous constatons que l'étape du film mince correspond à une période de grande instabilité hydrodynamique. En effet, les écoulements du film mince d'eau de fonte à la surface des cristaux de neige changent rapidement de direction dans le temps pour s'écouler vers le centre géométrique du cristal de neige et également vers ses extrémités. D'ailleurs, plusieurs écoulements du film mince d'eau peuvent se produire simultanément. Les forces comme la tension superficielle, la viscosité et la gravité ont un effet négligeable sur les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. Seul un gradient de pression est responsable de ces écoulements.

Nous avons étudié la direction des écoulements du film mince d'eau de fonte à partir d'amas d'aiguilles givrées en raison de leur morphologie élémentaire qui supporte l'écoulement de l'eau de fonte sur un seul axe et qui facilite le calcul des gradients de pression à leurs extrémités. Les gradients de pression sont calculés à l'aide du théorème de Laplace pour chacune des extrémités d'un amas d'aiguilles. Les écoulements se produisent lorsqu'il existe une différence de gradient de pression entre les extrémités de l'amas d'aiguilles. La direction de l'écoulement du film mince d'eau de fonte s'effectue du gradient de pression le plus élevé vers le plus faible et ceci est en accord avec nos observations.

Pour faire suite à l'étude de la direction des écoulements du film mince d'eau à la surface des amas d'aiguilles givrées, nous avons vérifié, par une représentation graphique, la relation existant entre la différence du gradient de pression entre les extrémités des amas d'aiguilles et la

vitesse d'écoulement du film mince. Les résultats obtenus montrent une relation linéaire, c'est-à-dire que la vitesse d'écoulement du film mince à la surface des amas d'aiguilles est proportionnelle à la différence de pression exercée sur le film mince d'eau de fonte de ces cristaux.

L'étude de la direction des écoulements du film mince a permis d'expliquer des cas particuliers rencontrés lors du visionnement des fichiers de vidéomicroscopie. À la fin de la fusion de certains cristaux stellaires, nous avons observé la formation de plusieurs gouttes d'eau contrairement à une seule dans la plupart des fichiers de vidéomicroscopie. Ces phénomènes sont possibles en raison des écoulements du film mince qui se dirigent vers les extrémités des branches de ces cristaux et non pas uniquement vers le centre géométrique de ceux-ci.

Nous avons également consacré une partie de notre recherche à l'étude du comportement de la vitesse d'écoulement du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige. Pour ce faire, nous utilisons des cristaux stellaires dont les écoulements s'effectuent sur deux branches. Ces écoulements sont scindés en deux segments : soit un segment partant d'une extrémité vers le centre du cristal et un deuxième partant du centre du cristal vers l'autre extrémité. Les résultats obtenus présentent des mesures de vitesses plus élevées dans le premier segment de l'écoulement en raison d'un gradient de pression plus élevé au début d'un écoulement. Pour le deuxième segment de l'écoulement, la vitesse obtenue est inférieure à celle du premier segment, car la viscosité entraîne une chute de pression proportionnelle à la longueur de l'écoulement du film mince.

Pendant notre recherche, nous avons remarqué qu'il pouvait se produire des écoulements du film mince orientés dans la même direction, sur un même segment d'un cristal de neige et à différents temps de la fusion. Les résultats obtenus diffèrent selon la morphologie des cristaux de neige. Pour les cristaux possédant des plateaux à leurs extrémités, tels que les balles à plateaux et les colonnes à plateaux, les mesures de vitesses d'écoulement varient peu, car les rayons de courbure des extrémités demeurent pratiquement égaux lors de la fusion. Ceci génère de faibles différences de gradient de pression entre les extrémités et produit des vitesses d'écoulement du même ordre de grandeur.

Pour les cristaux stellaires, nous remarquons que la vitesse d'écoulement du film mince d'eau de fonte augmente lors du deuxième passage sur le même segment. Ceci s'explique par l'augmentation de l'épaisseur du film mince d'eau au cours de la fusion qui favorise la formation d'un gradient de vitesse perpendiculaire à l'écoulement du film mince. La vitesse du film mince à la surface des cristaux de neige est nulle, à cause de la condition de non-glissement, et elle augmente avec l'épaisseur du film mince pour devenir maximale à la surface libre du film mince d'eau de fonte. Un autre phénomène relié à l'augmentation de la vitesse d'écoulement du film mince est le lissage des aspérités de la surface des cristaux de neige au cours de la fusion.

Nous avons illustré graphiquement des mesures de vitesses d'écoulement du film mince en fonction du temps de fusion pour des cristaux stellaires et pour ceux possédant des plateaux à leurs extrémités. Pour les cristaux stellaires, nous observons des mesures de vitesse d'écoulement qui augmentent avec la progression de la fusion, comme nous l'avons vu précédemment lors de passages multiples de l'écoulement du film mince à la surface d'un même segment. La relation de la vitesse selon le temps de fusion suit la tendance d'une fonction du second degré. Cependant, pour les cristaux dont les extrémités se terminent par des plateaux, les mesures de vitesses d'écoulement sont faibles et demeurent constantes au cours de l'étape du film mince comme il a été observé lors de l'étude des écoulements du film mince sur un même segment.

La distribution de la vitesse d'écoulement du film mince à la surface des différents types de cristaux de neige analysés nous permet de constater une grande variation de vitesse d'écoulement du film mince pour la majorité des cristaux de neige, excepté pour les balles à plateaux et les colonnes à plateaux qui possèdent une très faible variation de la vitesse d'écoulement du film mince. Les valeurs médianes sont basses, car la plupart des mesures de vitesse sont inférieures à 2 mm/s. D'ailleurs, la valeur moyenne de ces médianes pour l'ensemble des cristaux de neige étudiés équivaut à 1,1 mm/s.

Les écoulements du film mince d'eau de fonte s'effectuent en surface libre et sont laminaires, car nous avons obtenu un nombre de Reynolds de 0,06. Ce résultat indique que les écoulements à la surface des cristaux de neige sont lents et que les forces visqueuses l'emportent sur les forces inertielles reliées à la vitesse de l'écoulement.

Il a été possible d'estimer l'épaisseur moyenne de l'écoulement du film mince d'eau de fonte à la surface des cristaux de neige selon deux approches. La première, qui se base sur la dérivée de la loi de la viscosité de Newton, nous donne une moyenne de 5  $\mu\text{m}$ . La seconde, qui s'appuie sur l'équation de Navier-Stokes réécrite sous la forme d'une loi d'échelle, nous donne une moyenne de 2  $\mu\text{m}$ . Ces résultats sont raisonnables si nous comparons cette valeur avec l'épaisseur d'un cristal de neige qui est d'environ 10  $\mu\text{m}$ .

L'analyse des graphiques de la diminution de la taille des cristaux de neige au cours de la fusion nous a permis de relier les changements de pente de la courbe de ces graphiques aux transformations physiques des cristaux de neige observées lors de leur fonte. Chaque changement de pente correspond à l'une des quatre principales étapes de la fusion des cristaux de neige. En comparant l'inclinaison des pentes des étapes du film mince et du film épais, nous constatons que la fusion des extrémités de cristaux de neige est plus rapide lorsque le film d'eau de fonte est épais.

## CONCLUSION

Le but premier de ces travaux de recherche consistait à ajouter des éléments de compréhension au processus de la fusion d'un cristal de neige naturel. Pour ce faire, nous avons concentré nos travaux de recherche principalement sur l'étape du film mince d'eau de fonte, plus précisément sur les écoulements du film mince d'eau à la surface d'un cristal de neige naturel. Ces écoulements ont été caractérisés par leur direction, leur comportement, leur vitesse et leur évolution dans le temps. Nous avons également démontré qu'ils sont laminaires et estimé l'épaisseur de l'écoulement du film mince. L'hypothèse principale avancée qui explique les écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige est fondée sur les différences de gradients de pression.

Afin de poursuivre l'acquisition de connaissances reliées au processus de la fusion des cristaux de neige naturels, nous suggérons quelques études pouvant être explorées.

Une première recherche suggérée est l'analyse des graphiques de la taille des cristaux de neige en fonction du temps de la fusion au niveau des changements de pente des courbes et tenter d'établir une relation entre celles-ci.

Également, nous suggérons un autre projet de recherche s'inscrivant dans la poursuite de l'étude de la fusion des cristaux de neige, qui concerne la transition du film mince au film épais. Il serait intéressant d'investiguer à savoir à quel moment et dans quelles conditions la tension de surface intervient lors de la formation du film épais.



## ANNEXE

Nous présentons ici le détail des calculs de l'estimation de l'épaisseur du film mince d'eau. Dans un premier temps, nous utilisons l'équation de la loi de la viscosité de Newton et dans un deuxième temps, celle de Navier-Stokes réécrite sous la forme d'une loi d'échelle.

L'équation [1.4] de la loi de la viscosité de Newton est représentée par :

$$u_y = \frac{1}{4\eta}(r^2 - s^2) \left(-\frac{dp}{dy}\right) \quad [1.4]$$

où  $u_y$  représente la vitesse d'écoulement,  $r$  le rayon du cylindre,  $s$  la distance à partir du centre du cylindre reliée à la vitesse  $u_y$ ,  $-\frac{dp}{dy}$  le gradient de pression qui est négatif, car la pression décroît dans la direction de l'écoulement. Cette équation est utilisée pour déterminer la vitesse d'écoulement d'un fluide dont l'écoulement est laminaire et qui possède un profil de vitesse parabolique à l'intérieur d'un cylindre. Dans le cas des écoulements du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige, nous considérons seulement un demi-cylindre ouvert où le profil de vitesse des écoulements ressemble à une demi-parabole. Ainsi, dans l'équation [1.4], la variable  $s$  est égale à zéro, car nous utilisons la vitesse d'écoulement à la surface libre du film mince d'eau que nous avons déterminée expérimentalement et qui correspond à la vitesse maximale de l'écoulement du film mince.

Lorsque la variable  $s$  est égale à zéro, l'équation [1.4] devient :

$$u_y = \frac{r^2}{4\eta} \left(-\frac{dp}{dy}\right)$$

Dans cette dernière équation, la variable  $r$  qui correspondait à l'origine au rayon du cylindre, représente maintenant l'épaisseur du film mince lors de son écoulement. En isolant la variable  $r$ , on obtient :

$$r = \sqrt{\frac{4 \eta u_y dy}{-dp}}$$

En remplaçant les variables par les valeurs obtenues pour l'amas d'aiguilles givrées 153 R1a, on obtient :

$$r = \sqrt{\frac{4 \times 1,798 \times 10^{-3} Pa \cdot s \times 3,0 \times 10^{-3} \frac{m}{s} \times 1,91 \times 10^{-3} m}{-(-1,5 \times 10^3 Pa)}}$$

$$r = 5,24 \times 10^{-6} m$$

Selon cette première approche, l'épaisseur du film mince est approximativement de  $5 \mu m$ .

Nous présentons maintenant le détail des calculs de l'estimation de l'épaisseur du film mince d'eau qui s'appuie sur l'équation de Navier-Stokes réécrite sous la forme d'une loi d'échelle, qui est représentée par l'équation [1.14] donnée par :

$$V \sim \frac{\Delta \vec{p}}{x} \frac{l^2}{\eta} \quad [1.14]$$

où  $V$  représente la vitesse moyenne du fluide,  $\Delta \vec{p}$  le gradient de pression,  $x$  la longueur de l'écoulement,  $l$  l'épaisseur de l'écoulement du fluide et  $\eta$  la viscosité du fluide. Cette équation est utilisée pour les écoulements de films minces de fluides. Cependant, nous ne connaissons pas la vitesse moyenne du film mince d'eau à la surface des cristaux de neige, mais seulement la vitesse d'écoulement maximale à la surface libre du film mince et celle en contact avec la surface des cristaux qui est nulle en raison de la condition de non-glissement à la surface d'un solide. Pour nous aider à résoudre cette équation, nous supposons que la vitesse moyenne correspond à la vitesse maximale de l'écoulement divisée par deux, en considérant un profil de vitesse rectiligne plutôt que parabolique.

En isolant la variable  $l$ , l'équation devient :

$$l = \sqrt{\frac{\eta V x}{\Delta \bar{p}}}$$

En remplaçant les variables par les valeurs obtenues pour l'amas d'aiguilles givrées 153 R1a, on obtient :

$$l = \sqrt{\frac{1,798 \times 10^{-3} Pa \cdot s \times 1,5 \times 10^{-3} \frac{m}{s} \times 1,91 \times 10^{-3} m}{(1,5 \times 10^3 Pa)}}$$

$$r = 1,85 \times 10^{-6} m$$

Selon cette deuxième approche, l'épaisseur du film mince est approximativement de  $2 \mu m$ .

## BIBLIOGRAPHIE

- 1 K.G. LIBBRECHT, Snow Crystals, (2019).
- 2 JERICHO HISTORICAL SOCIETY, <https://snowflakebentley.com/images> [consulté le 7 septembre 2020] (2020).
- 3 THE METROPOLITAN MUSEUM OF ART, <https://www.metmuseum.org/art/collection/search/286768> [consulté le 7 septembre 2020] (2020).
- 4 WIKIPEDIA, [https://en.wikipedia.org/wiki/Wilson\\_Bentley](https://en.wikipedia.org/wiki/Wilson_Bentley) [consulté le 7 septembre 2020] (2020).
- 5 WIKIPÉDIA, [https://fr.wikipedia.org/wiki/Wilson\\_Bentley](https://fr.wikipedia.org/wiki/Wilson_Bentley) [consulté le 7 septembre 2020] (2020).
- 6 U. NAKAYA, Y. SEKIDO, J. Fac. Sci., Hokkaido Imperial Univ., Ser. II, **1**, No.9, 243 (1936).
- 7 U. NAKAYA, Snow Crystals Natural and Artificial, Harvard University Press, Cambridge (1954).
- 8 C. MAGONO, C.W. LEE, J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII, **4**, 321 (1966).
- 9 K. KIKUCHI et al, Atmospheric Research, **132**, 460 (2013).
- 10 A.J. HEYMSFIELD et A. BANSEMER, J. Atmos. Sci., **72**, 2902 (2014).
- 11 MCGILL UNIVERSITY, <http://www.radar.mcgill.ca/science/ex-phenomenon/ex-melting-layers.html> [consulté le 7 mars 2021] (2016).
- 12 C.L. WILSON et al, 30<sup>TH</sup> International Conference on Radar Meteorology, P10.12, (2001).
- 13 J. FEICCABRINO et al, Hydrology, **2**, 266 (2015).
- 14 F. VAN DEN HEUVEL et al, Atmos. Meas. Tech., **11**, 5181 (2018).
- 15 S. ALLABAKASH et al, Remote sens., **11**, 2848 (2019).
- 16 G. KOH, J. Appl. Phys., **71**, 5119 (1992).
- 17 F. CHARBONNEAU, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, 2006.
- 18 Handbook of Chemistry and Physics 63<sup>rd</sup> Edition, CRC Press Inc., Boca Raton (1982).
- 19 I. N. LEVINE, Physical Chemistry, McGraw-Hill, New York (2009).
- 20 H. IGLEV et al, Nature, **439**, 183 (2006).

- 21 C. HOCK et al, Phys. Rev. Lett., **103**, 073401 (2009).
- 22 K. MOCHIZUKI et al, Nature, **498**, 350 (2013).
- 23 I. GERESDI et al, Atmospheric Research, **149**, 96 (2014).
- 24 K. MURATA et al, Proc. Nat. Acad. Sci., **113**, E6741 (2016).
- 25 Y. NAGATA et al, Acc. Chem. Res., **52**, 1006 (2019).
- 26 C.A. KNIGHT, J. Atmos. Sci., **36**, 1123 (1979).
- 27 T. MATSUO et Y. SASYO, J. Meteorol. Soc. Japan, **59**, 1 (1981).
- 28 N. FUKUTA, R.C. SAVAGE, G.J. DONOVAN et C.-M. LIU, The Microphysics of Snow Crystal and Snowflake Melting, Technical Report AFGL-TR-83-0066, Defense Technical Information Center, U.S. Dept. of Defense (1982).
- 29 Y. FUJIYOSHI, J. Atmos. Sci., **43**, 307 (1986).
- 30 S.K. MITRA et al, J. Atmos. Sci., **47**, 584 (1990).
- 31 R.G. ORALTAY et J. HALLETT, Atmospheric Research **24**, 169 (1989).
- 32 R.G. ORALTAY et J. HALLETT, J. Appl. Meteorol., **44**, 206 (2005).
- 33 M. GAUTHIER, Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, 2006.
- 34 G. DAVID, Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, 2011.
- 35 J. LEINONEN et A. VON LERBER, J. Geophys. Res. Atmos., **123**, No.3, 1811 (2018).
- 36 NASA, <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2018/nasa-visualizes-the-dance-of-a-melting-snowflake> [consulté le 22 décembre 2020] (2018).
- 37 D. DHAR, Resonance, **16**, 1120 (2011).
- 38 R. CHANG, Chimie générale, Chenelière Éducation Inc., Montréal (2009).
- 39 M. BESSEDIK, <https://ft.univ-tlemcen.dz/assets/uploads/2018-2019/Cours%20en%20ligne/MDF%20L2.pdf> [consulté le 9 janvier 2021] (2019).
- 40 P.-G. de GENNES, Gouttes, bulles, perles et ondes, Belin, Paris (2002).
- 41 P.W. ATKINS, Physical Chemistry, W.H. Freeman and company, New York (1986).
- 42 MINISTÈRE DE L'ENVIRONNEMENT ET DE LA LUTTE CONTRE LES CHANGEMENTS CLIMATIQUES, <https://www.environnement.gouv.qc.ca/eau/pluviales/chap7.pdf> [consulté le 18 avril 2021] (2021).

- 43 J. BEAUCHAMP, <https://www.u-picardie.fr/beauchamp/cours.qge/du-5.htm> [consulté le 18 avril 2021] (2006).
- 44 D. PINTO MARTINS, [https://theses.univ-lyon2.fr/documents/getpart.php?id=lyon2.2008.pintomartins\\_d&part=154403](https://theses.univ-lyon2.fr/documents/getpart.php?id=lyon2.2008.pintomartins_d&part=154403) [consulté le 18 avril 2021] (2008).
- 45 D.J. TRITTON, Physical Fluid Dynamics, Van Nostrand Reinhold Company, New York (1977).
- 46 Caractéristiques techniques iMac, Apple, 13 octobre 2016.
- 47 EDMUND OPTICS, <https://www.edmundoptics.com/p/1-18-1016-x-1016mm-nbs-1963a-positive-target-/28212/> [consulté le 20 juillet 2020] (2020).
- 48 POUR LA SCIENCE, <https://www.pourlascience.fr/sd/physique/la-formation-des-cristaux-de-neige-1638.php> [consulté le 30 avril 2021] (1999).